

# **THZ-OPTIKEN FÜR BILDGEBUNGSSYSTEME**

## **Dissertation**

**zur Erlangung des akademischen Grades**

**Doktor-Ingenieurin (Dr.-Ing.)**

**vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät**

**der Friedrich-Schiller-Universität Jena**

**von Dipl.-Ing. Claudia Brückner**

**geboren am 27. März 1980 in Suhl**

**Gutachter:**

1. Prof. Dr. rer. nat. habil. Andreas Tünnermann, Friedrich-Schiller-Universität Jena
2. Prof. Dr. rer. nat. habil. Stefan Sinzinger, Technische Universität Ilmenau
3. Prof. Dr. rer. nat. habil. René Beigang, Technische Universität Kaiserslautern

**Tag der Disputation:** 16.11.2010

# Inhaltsverzeichnis

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>  | <b>1</b>  |
| <b>2</b> | <b>Stand des Wissens und der Technik</b>   | <b>3</b>  |
| 2.1      | THz-Strahlung und THz-Technologie . . . . .  | 3         |
| 2.2      | THz-Strahlungsquellen und -Detektoren . . . . .  | 4         |
| 2.3      | Optiken für den THz-Spektralbereich . . . . .  | 8         |
| 2.3.1    | THz-Optiken . . . . .  | 8         |
| 2.3.2    | Entspiegelung von THz-Komponenten . . . . .  | 10        |
| 2.4      | Materialien für THz-Optiken . . . . .  | 13        |
| 2.5      | Berechnungsmethoden und deren Grenzen . . . . .  | 16        |
| 2.5.1    | Methodik zum Design von THz-Optiken . . . . .  | 16        |
| 2.5.2    | Bestimmung von Brechungsindex und Absorptionskoeffizient . . . . .                                 | 20        |
| 2.5.3    | Berechnungsgrundlagen für Antireflexstrukturen . . . . .   | 21        |
| <b>3</b> | <b>Untersuchungen zu THz-Optiken</b>   | <b>25</b> |
| 3.1      | Untersuchungen zu Spiegeloptiken . . . . .   | 25        |
| 3.2      | Abbildungseigenschaften einer Einzellinse . . . . .  | 32        |
| 3.3      | Linsenmaterialien . . . . .  | 36        |
| 3.3.1    | Zeonex E48R . . . . .  | 36        |
| 3.3.2    | Zeonex 480R und Tsurupica . . . . .  | 39        |
| 3.4      | Optimierte THz-Optik für ein 8-Kanal-eos-System . . . . .  | 43        |
| 3.4.1    | Simulation der Abbildungsleistung . . . . .  | 49        |
| 3.4.2    | Auflösungstests und Vergleich zur theoretischen Vorhersage mit ZEMAX . . . . .                     | 51        |
| 3.5      | Optimierte THz-Optik für ein 128-Kanal-System . . . . .  | 60        |
| 3.6      | Hochauflösende THz-Optik zur Abbildung großer Felder unter Verwendung von Siliziumlinsen . . . . . | 66        |
| <b>4</b> | <b>Untersuchungen zu Antireflexstrukturen</b>  | <b>69</b> |
| 4.1      | Antireflexstrukturen für Kunststoff . . . . .  | 69        |
| 4.1.1    | Optimale Strukturparameter für Kunststoff . . . . .  | 69        |
| 4.1.2    | Hergestellte Strukturen . . . . .  | 71        |
| 4.1.3    | Messungen und Ergebnisse . . . . .   | 73        |

|          |  |            |
|----------|--|------------|
| 4.2      | Antireflexstrukturen für Silizium . . . . .                            | 77         |
| 4.2.1    | Optimale Strukturparameter für Silizium . . . . .                      | 77         |
| 4.2.2    | Herstellung der Strukturen durch tiefes reaktives Ionenätzen . . . . . | 82         |
| 4.2.3    | Messungen und Ergebnisse . . . . .                                     | 84         |
| <b>5</b> | <b>Zusammenfassung und Ausblick</b>                                    | <b>91</b>  |
|          | <b>Literaturverzeichnis</b>  | <b>95</b>  |
|          | <b>Eigene Veröffentlichungen</b>                                       | <b>101</b> |
|          | <b>Häufig verwendete Abkürzungen und Formelzeichen</b>                 | <b>105</b> |
|          | <b>Abbildungsverzeichnis</b>   | <b>111</b> |
|          | <b>Tabellenverzeichnis</b>   | <b>117</b> |
|          | <b>Danksagung</b>  | <b>119</b> |
|          | <b>Anhang</b>  | <b>121</b> |
| <b>A</b> | <b>Gültigkeit des paraxialen Limits</b>                                | <b>123</b> |
| <b>B</b> | <b>Slowly varying envelope approximation (SVEA)</b>                    | <b>125</b> |
| <b>C</b> | <b>Analytische Funktion zur Beschreibung von THz-Pulsen</b>            | <b>127</b> |
| <b>D</b> | <b>Beugungsformalismus monochromatischer Wellen</b>                    | <b>129</b> |
| <b>E</b> | <b>Bestimmung des komplexen Brechungsindex</b>                         | <b>135</b> |
| <b>F</b> | <b>Effektive Brechungsindizes nach Rytov</b>                           | <b>137</b> |



# 1 Einleitung

Terahertzstrahlung kann viele Stoffe durchdringen, die für den sichtbaren Spektralbereich undurchsichtig sind, und so verborgene Eigenschaften von Proben sichtbar machen. Dies macht sie u.a. für den industriellen Einsatz im Qualitätsmanagement interessant. Dabei handelt es sich um elektromagnetische Strahlung mit Frequenzen um  $1 \cdot 10^{12} \text{ Hz} = 1 \text{ THz}$ .

Zu Beginn der Arbeit waren THz-Zeitbereichsspektrometer als Laboraufbauten etabliert. Diese Systeme wurden auch zur Bildgebung mittels ultrakurzer THz-Pulse genutzt. Grundprinzip der Bildaufnahme war das punktweise Abtasten der Probe, was zu extrem langen Aufnahmezeiten führte. Internationaler Forschungsschwerpunkt im Bereich der THz-Technik ist eine Optimierung der Systeme hinsichtlich geringerer Datenakquisitionszeiten.

Eine schnellere Bildaufnahme kann durch eine Parallelisierung der Datenerfassung erreicht werden, d.h. durch flächige THz-Quellen und -Detektoren. Dafür sind optimierte THz-Optiken erforderlich, die eine optimale Leistungsübertragung und Auflösung auch für die Abbildung größerer Felder ermöglichen. Die Untersuchung von THz-Optiken ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Dabei ist der Ausgangspunkt für die Optimierung der Optiken nicht der gleiche wie bei Optiken im visuellen Spektralbereich. Im Gegensatz zu den dort vorhandenen ausgereiften Systemen und der großen Anzahl an Materialien und deren Kenndaten waren hier nur einfache optische Systeme und wenige Materialien bekannt. So werden bis heute für die THz-Optiken hauptsächlich Ellipsoid- bzw. Paraboloidspiegel oder einfache Plankonvex-Linsen aus Teflon® oder HDPE verwendet. Da nur die Abbildungsqualität auf der optischen Achse interessiert, die für die Ellipsoidspiegel fehlerfrei ist, gab es hier zunächst nur wenig Optimierungsbedarf. Bekannt war, dass hochohmiges Silizium und einige Kunststoffe aus dem Mikrowellenbereich als Linsenmaterialien verwendet werden können. Dabei war als einziger Brechungsindex der von hochohmigem Silizium genauestens untersucht. Hier war eine Untersuchung bezüglich weiterer Materialien und deren optischer Parameter erforderlich. Weiterhin musste untersucht werden, welche Genauigkeit des Brechungsindex erforderlich ist. Zu einer optimierten Leistungsübertragung zählt auch die Entspiegelung der Komponenten. Hier waren nur Ansätze für homogene Schichten als Entspiegelung für den THz-Spektralbereich bekannt. Diese besitzen jedoch eine schmalbandige Wirkung. Zudem besteht auch hier die Problematik fehlender Materialien. Die Reflexe führen nicht nur zu einer verminderten Transmission sondern auch zu Nachpulsen im System, die sich der eigentlichen Bildinformation überlagern. Die Möglichkeiten und Grenzen für Antireflexstrukturen für die THz-Komponenten werden in dieser Arbeit insbesondere hinsichtlich einer großen Bandbreite der Entspiegelung untersucht.

## 1 Einleitung

Im folgenden Kapitel wird eine Übersicht über die Funktionsweise der Bildgebungssysteme mittels ultrakurzer THz-Pulse gegeben. Danach wird auf Erzeugung und Detektion der THz-Strahlung eingegangen und die verwendeten Quellenmodelle für die spätere Simulation werden erläutert. In Abschnitt 2.3 wird der Stand der Technik zu THz-Optiken und Entspiegelungsmöglichkeiten beschrieben. Es wird der Unterschied der hier entwickelten Optik zur bekannten Quasioptik erläutert, bei der Beugungseffekte die Strahlungsausbreitung dominieren. Die Anforderungen an eine Entspiegelung der THz-Komponenten werden abgeleitet, wobei sich Antireflexstrukturen als geeigneter Ansatz für die breitbandige Entspiegelung erweisen. Danach folgt in Abschnitt 2.4 eine Übersicht zu Materialien für THz-Optiken. Die Berechnungsmethode zur Bestimmung des Brechungsindex mittels THz-Zeitbereichsspektroskopie wird vorgestellt. Die Berechnungsverfahren und theoretischen Grundlagen für die Optimierung der Optiken und der Entspiegelungsstrukturen enthält Abschnitt 2.5. Hier wird auch auf die Besonderheiten der THz-Pulse und auf verschiedene Methoden zur Analyse und Optimierung der THz-Optiken eingegangen. Die in den einzelnen Methoden enthaltenen Annahmen und deren Grenzen werden aufgezeigt und die Anwendbarkeit der Methoden für die Lösung der hier gestellten Aufgabe diskutiert. In Kapitel 3 werden verschiedene THz-Optiken mit steigendem Komplexitätsgrad untersucht. Zunächst wird die Eignung verschiedener Spiegelanordnungen zur Abbildung großer Felder untersucht. Da diese sich als nicht geeignet erweisen, richtet sich der Fokus auf Linsensysteme bzw. kombinierte Systeme. Anhand einer Einzellinse werden Abschätzungen über das zu erwartende Auflösungsvermögen im THz-Spektralbereich vorgenommen. Dabei werden die Besonderheiten der Abbildung mit breitbandiger kohärenter THz-Strahlung mittels der Standard-Optikdesign-Software ZEMAX untersucht. Daran wird gezeigt, wie THz-Optiken durch die Methoden des klassischen Optikdesigns analysiert und optimiert werden können. In Abschnitt 3.3 wird auf die Untersuchungen zu den verwendeten Materialien eingegangen. Es wird ein Material vorgestellt, das optimal bzgl. Brechungsindex, Absorption und Bearbeitbarkeit ist. Weiterhin wird auf die Unsicherheit bei der Bestimmung des Brechungsindex mittels THz-Zeitbereichsspektroskopie und die Auswirkung auf die Abbildungsleistung der THz-Optik eingegangen. In Abschnitt 3.4 wird eine THz-Optik für ein 8-Kanal-Detektionssystem optimiert. Hieran werden die prinzipiellen Anforderungen an eine THz-Optik zur Abbildung mit ultrakurzer THz-Pulsen abgeleitet. Die Messergebnisse der Auflösungstests am realisierten System werden mit der von ZEMAX vorhergesagten Abbildungsleistung verglichen. Der Zusammenhang zwischen Abbildungsleistung im Frequenz- und Zeitbereich wird untersucht. Danach schließt sich die Optimierung einer Optik für ein 128-Kanal-Detektionssystem an. In einem weiteren Abschnitt wird gezeigt, wie eine noch größere Auflösung durch Verwendung hochohmiger Siliziumlinsen erzielt werden kann. Kapitel 4 beinhaltet die Untersuchungen zu Antireflexstrukturen. Hier werden unterschiedliche Verfahren für Kunststoff und Silizium vorgestellt, mit denen eine breitbandige Entspiegelungswirkung durch Subwellenlängenstrukturen im THz-Bereich erstmals demonstriert wird.

## 2 Stand des Wissens und der Technik

### 2.1 THz-Strahlung und THz-Technologie

THz-Strahlung ist elektromagnetische Strahlung mit Frequenzen im Bereich zwischen der Mikrowellen- und Infrarotstrahlung. Sie ist Teil der fernen Infrarotstrahlung (FIR). Die Frequenzen liegen im Bereich von  $0,1 - 10$  THz. Dies entspricht Wellenlängen von  $30\text{ }\mu\text{m} - 3\text{ mm}$ , einer Photonenenergie von  $0,4136 - 41,36\text{ meV}$  und Wellenzahlen von  $3,336 - 333,6\text{ cm}^{-1}$ . THz-Strahlung ist sehr sensitiv bzgl. geringer Mengen Wasser, da im THz-Bereich einige Absorptionslinien des Wassermoleküls liegen [1]. Viele Materialien sind für die THz-Strahlung transparent, die im sichtbaren Spektralbereich undurchsichtig sind, wie z.B. viele Kunststoffe, trockenes Holz, Papier, normale Tinte, d.h. bei nichtpolaren Farbstoffmolekülen. Es gibt Bestrebungen das Röntgen in einigen Bereichen durch die THz-Bildgebung zu ersetzen, da die Strahlung aufgrund der geringen Photonenenergie nicht ionisierend ist. Einige Anwendungsbeispiele zur THz-Bildgebung finden sich in [2]. Die Spektroskopie mittels THz-Strahlung ermöglicht die Identifikation verschiedener Substanzen, wie z.B. Drogen und Medikamente, da diese im THz-Bereich charakteristische Dispersions- und Absorptionskurven zeigen [3].

Einen großen Teil des oben beschriebenen Spektrums umfassen THz-Pulse. Sie besitzen eine typische Bandbreite von  $0,1 - 3$  THz [4, 5]. Dabei handelt es sich um Einzelzyklusschwingungen elektromagnetischer Strahlung. Für ihre Erzeugung wird ein Femtosekunden (fs)-Lasersystem benötigt. Auf die Beschreibung der THz- und fs-Pulse wird näher in Abschnitt 2.5.1 eingegangen. Bildgebung und Spektroskopie mittels ultrakurzer THz-Pulse basieren auf dem gleichen

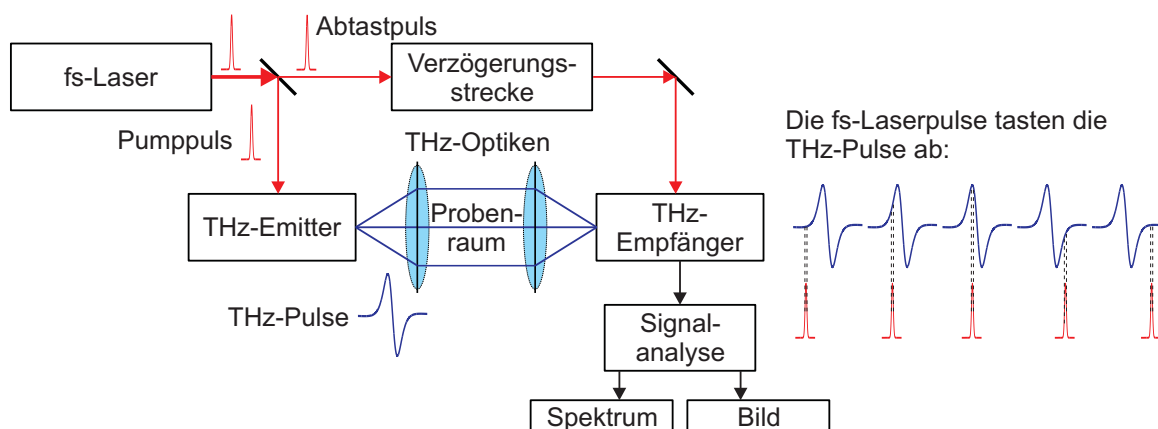


Abbildung 2.1: Prinzip: Spektroskopie und Bildgebung mittels ultrakurzer THz-Pulse.

Funktionsprinzip (Abb. 2.1): Die fs-Laserpulse werden in Pump- und Abtastpuls aufgespalten. Der Pumpimpuls dient der Erzeugung der THz-Pulse und der Abtastpuls zu deren Detektion, was im folgenden Abschnitt näher erläutert wird. Die Verzögerungsstrecke ermöglicht eine Variation der Ankunftszeit zwischen Pump- und Abtastpuls. Dadurch können die THz-Pulse durch die fs-Pulse im Zeitbereich abgetastet werden. Die Pulsform wird also nicht instantan („Einzelschuss-Messung“) gemessen, weshalb die aufgenommene Pulsform auch als Wellenform bezeichnet wird. Eine übliche Repetitionsrate der fs- und daher auch der THz-Pulse ist 100 MHz. Dieses Verfahren ist das höchstauflösendste kohärente Detektionsverfahren, d.h. es werden gleichzeitig Amplitude und Phase der elektrischen Feldstärke gemessen. Bei kleineren Wellenlängen sind die Empfänger so träge, dass sie den schnellen Schwingungen der elektrischen Feldstärke nicht folgen können und über das zeitliche Verhalten der elektrischen Feldstärke integrieren, wodurch ausschließlich die Intensität gemessen wird.

## 2.2 THz-Strahlungsquellen und -Detektoren

Für die Erzeugung und Detektion der THz-Pulse spielen Halbleiterkristalle eine wichtige Rolle [5, 6]. Darin wird die THz-Strahlung bei niedrigen optischen Anregungsleistungsdichten durch einen ultraschnellen Ladungsträgertransport erzeugt. Bei hohen Anregungsleistungsdichten entsteht sie im Halbleiterkristall hauptsächlich durch optische Gleichrichtung [7, 8].

Im Folgenden wird nur auf die Erzeugung durch einen ultraschnellen Ladungsträgertransport eingegangen, da nur dieser bei den durchgeführten Experimenten relevant war. Durch die einfallenden fs-Laserpulse entstehen Elektron-Loch-Paare, wenn die Photonenenergie oberhalb der Absorptionsbandkante des Halbleiters liegt. Durch ein elektrisches Feld werden die Elektron-Loch-Paare beschleunigt. Diese zeitlich veränderlichen Dipole sind eine Quelle elektromagnetischer Strahlung, deren Frequenzen im THz-Spektralbereich liegen. Bei den *photoleitenden Antennen* wird das elektrische Feld von außen angelegt [9, 10]. Bei *Oberflächenemittern* entsteht das elektrische Feld in der Oberfläche des Halbleiters selbst [11].

Die Detektion der THz-Pulse erfolgt mithilfe der inversen physikalischen Prinzipien zur Erzeugung der THz-Pulse. Bei der Detektion mittels photoleitender Antennen erzeugen die fs-Laserpulse wieder freie Ladungsträger im Halbleiterkristall. Durch die THz-Strahlung werden die Dipole ausgelenkt, sodass ein elektrischer Strom fließt, der mit den Elektroden detektiert werden kann. Je nach Ankunftszeit des THz-Pulses ändert sich die auf die freien Ladungsträger einwirkende elektrische Feldstärke und somit der gemessene Strom. Damit kann der Zeitverlauf des THz-Pulses abgetastet werden. Das elektro-optische Sampling (eos) stellt das inverse Detektionsprinzip zur optischen Gleichrichtung dar. Hier laufen THz-Puls und fs-Laserpuls kollinear durch einen Halbleiterkristall (z.B. ZnTe [12]). Der THz-Strahl verursacht eine feldstärkenabhängige Polarisationsdrehung des fs-Laserstrahls, die als Intensitätsänderung detektiert wird [7]. Für das Optikdesign lassen sich die THz-Emitter in *Antennen kleiner Apertur* bzw. *Antennen großer Apertur* unterteilen, was im Folgenden näher erläutert wird.

**Antennen kleiner Apertur.** Bei diesen Antennen liegen die Strukturabmessungen im  $\mu\text{m}$ -Bereich (Abb. 2.2 (a)). Als Quelle kann hier ein *Dipol parallel zur Oberfläche* in der Nähe einer dielektrischen Grenzfläche angenommen werden (Abb. 2.2 (b) und (c)). Das Feld eines Dipols kann als Superposition von s- und p-polarisierten ebenen und evaneszenten Wellen aufgefasst werden [14]. Bei der s-Polarisation steht das elektrische Feld senkrecht zu der Ebene, die von der Beobachtungsrichtung und der z-Richtung aufgespannt wird; bei der p-Polarisation ist die elektrische Feldstärke parallel dazu. Die meiste Intensität wird in das Substrat abgestrahlt. Deshalb wird eine Siliziumlinse an der entgegengesetzten Seite zur Auskopplung der Strahlung aufgesetzt (Abb. 2.2 (b)). Die Verwendung von Substratlinsen zur Aus- und Einkopplung der THz-Strahlung wurde erstmals in [15] beschrieben. Als Linsenmaterial wird hauptsächlich hoch-ohmiges Fließzonen-Silizium (engl. high-resistive float-zone silicon - HRFZ silicon) verwendet. Es besitzt einen ähnlichen Brechungsindex wie andere Halbleiter im THz-Spektralbereich, sodass die Fresnelverluste beim Übergang vom Halbleitersubstrat zum Silizium vernachlässigt werden können (siehe Tab. 2.1). Substratlinsen werden auch in den anderen Spektralbereichen (Mikrowelle, VIS, IR) verwendet. Für den Millimeterwellenbereich wurde die Einkopplung in eine gaußsche Grundmode in [16] und die Strahlungsmuster bei lateraler Quellenverschiebung in [17] für verschiedene Linsendesigns untersucht. Substratlinsen dienen zum einen dazu, die im Halbleiter erzeugte Strahlung zu kollimieren. Zum anderen dient die Krümmung der Substratlinse dem Überwinden des Winkels der Totalreflexion und somit der Erhöhung der Auskoppelleffizienz. Halbleiter haben sehr hohe Brechungsindizes, die dazu führen, dass der Winkel der Totalreflexion sehr klein wird und die Strahlung nur aus einem kleinen Kegel emittiert werden kann. Im THz-Bereich wurden bisher das *kollimierende Linsendesign* und das *aplanatische Linsendesign* verwendet [2]. Beim kollimierenden Linsendesign befindet sich die THz-Quelle im paraxialen Fokus der Linse. Der Abstand Quelle-Linsenscheitelpunkt beträgt  $d = R[1 + 1/(n - 1)]$ , mit  $R$  – Krümmungsradius der Linse und  $n$  – Brechungsindex des Linsenmaterials. Hier wird aber ein Teil der Strahlung durch Totalreflexion geblockt. Es bildet sich eine Apertur an der Linsenoberfläche aus. Beim aplanatischen Linsendesign ist der Emitter

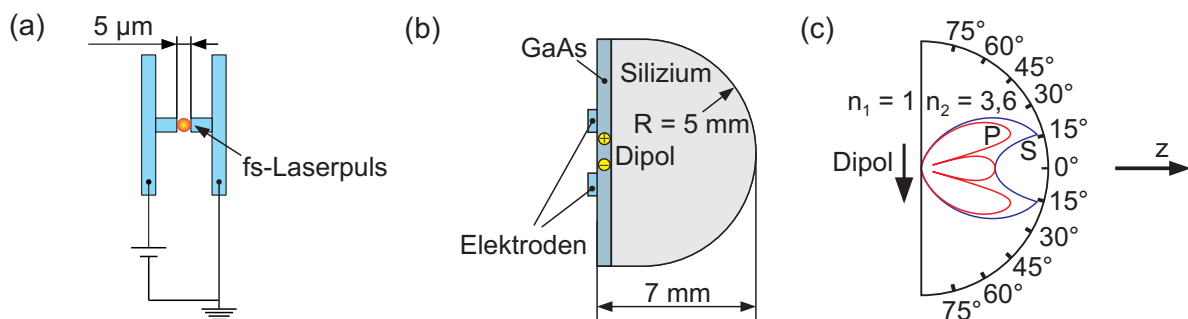


Abbildung 2.2: (a) Photoleitende THz-Antenne zur Erzeugung und Detektion [13]. (b) Photoleitende Antenne auf Halbleiterkristall mit kollimierender Siliziumsubstratlinse. (c) Strahlungsmuster (Intensität) der s- und p-Polarisation eines Dipols parallel zur Oberfläche im Halbleiter nach [14].

so positioniert, dass ein Minimum der emittierten Strahlen aufgrund von internen Reflexionen verloren geht. Das Bündel ist frei von sphärischer Aberration und Koma. Hier beträgt der Abstand der Quelle zum Scheitelpunkt der Linse  $d = R(1 + 1/n)$ . Beide Linsendesigns sind hyperhemisphärisch.

Die Strahlungsmuster bei Auskopplung mit einer kollimierenden Siliziumlinse wurden von Jepsen untersucht [18]. Dafür wurde eine numerische Integration über das elektrische Feld auf der Linsenoberfläche mittels Fresnel-Kirchhoffschen Beugungsintegrals durchgeführt. Das elektrische Feld wurde hier durch Summation der vom Dipol ausgesendeten und der von der Grenzfläche reflektierten ebenen Wellen berechnet. Beim kollimierenden Linsendesign ist ein ringförmiges Strahlungsmuster in der Nähe der Linse charakteristisch, da für Silizium der Brewsterwinkel ( $16,3^\circ$ ), unter dem maximale Transmission auftritt, sehr nah am Winkel der Totalreflexion ( $17,1^\circ$ ) liegt. Letzterer entspricht einem Beobachtungswinkel von  $47^\circ$  in Abb. 2.2 (c). Jepsen folgert, dass die THz-Strahlung im Fernfeld als Gaußstrahl angenähert werden kann, dessen frequenzunabhängige Strahltaile sich auf der Linsenoberfläche befindet. Die Polarisationsabhängigkeit der emittierten Strahlung wurde in [19] untersucht. Hierbei wurde wie in [18] das Fresnel-Kirchhoffsche Beugungsintegral verwendet. Als Quelle wurde aber ein Quadrupol angesetzt. Ein Vergleich der Strahlungsmuster für die beiden Substratlinsendesigns wurde in [20] vorgenommen. Danach hat das Design der Substratlinse entscheidenden Einfluss auf die ausgekoppelte Leistung, das Strahlprofil und die spektrale Bandbreite der THz-Pulse. Die aplanatische Linse würde demnach den spektralen Gehalt auf der optischen Achse auf 0,6 THz beschränken. In [21] wurde experimentell bestätigt, dass sich im Nahfeld der kollimierenden Linse ein ringförmiges Strahlprofil bildet, was sich aber im Fernfeld zu einer starken zentralen Keule entwickelt. Das Strahlprofil im Fernfeld kann durch die Summe von 50 Laguerre-Gauß-Moden beschrieben werden, da der Strahl weniger divergent ist als eine  $TEM_{0,0}$ -Mode. Der Effekt der verschiedenen Linsendesigns auf die THz-Pulspropagation wurde in [22] untersucht. Eine Übersicht zur Strahlungsausbreitung bei linsengekoppelten THz-Antennen bietet [23].

Da die verwendeten Quellenmodelle hier auf einer relativ aufwendigen numerischen Integration beruhen, stellte sich die Frage, welches einfache Modell für die Optimierung der Optiken verwendet werden kann und welches Substratlinsendesign tatsächlich geeignet ist. Darauf wird in Abschnitt 3.5 näher eingegangen.

**Antennen großer Apertur.** Zu diesem Antennentyp zählen vorgespannte Halbleiter mit Antennenstrukturen im cm-Bereich, unvorgespannte Halbleiter mit intrinsischem Oberflächenfeld („Oberflächenemitter“) und elektrooptische Kristalle. Bei den ersten beiden Antennentypen wird die THz-Strahlung durch einen ultraschnellen Ladungsträgertransport erzeugt. Dafür gelten folgende Zusammenhänge zwischen der eingestrahlten Laserstrahlung und der erzeugten THz-Strahlung [11]: Es gibt ein in das Material gerichtetes Feld  $E_i$  und ein nach außen gerichtetes Feld  $E_r$  (siehe Abb. 2.3 (a)). Die ausgestrahlten THz-Wellen müssen TM-polarisiert sein. Die elektrische Feldstärke der THz-Strahlung ist proportional zur *Intensität der Laserstrahlung*,

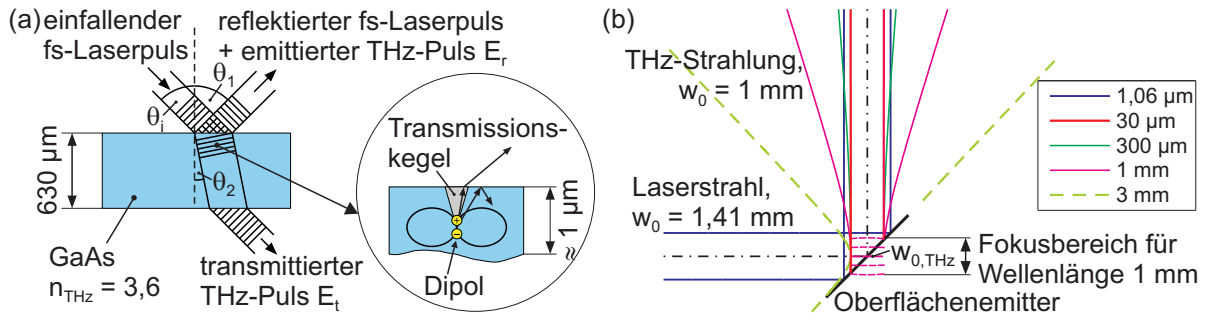


Abbildung 2.3: (a) Oberflächenemitter nach [11] und [25]. (b) Divergenz der THz-Strahlung bei schrägem Einfall der Laserstrahlung auf einen Oberflächenemitter.

zur Ladungsträgermobilität und zur Ladungsträgerkonzentration. Bei einem genügend aufgeweitetem Laserstrahl, entsteht ein gerichteter, beugungsbegrenzter THz-Strahl, dessen Feldstärkeverteilung durch das eingestrahlte Laserprofil geformt werden kann. Dieser Zusammenhang wurde u.a. von Gürtler et al. experimentell und rechnerisch bestätigt [24]. Die Phasenbeziehung der emittierten THz-Strahlung auf der Emitteroberfläche wird durch den einfallenden Laserpuls bestimmt, da sich durch die unterschiedlichen Ankunftszeiten innerhalb der Wellenfront bei schrägem Einfall unterschiedliche Emissionszeiten der einzelnen THz-Punktquellen ergeben. Deshalb gilt für die Richtung der austretenden THz-Strahlung ein verallgemeinertes Snelliussches Brechungsgesetz [11]:

$$n_{1,opt} \sin \theta_i = n_{1,THz} \sin \theta_1 = n_{2,THz} \sin \theta_2, \quad (2.1)$$

mit  $n_{1,opt}$  – Brechungsindex des Laserstrahls in Medium 1,  $\theta_i$  – Einfallswinkel Laserstrahl,  $n_{1,THz}$  und  $n_{2,THz}$  – Brechungsindizes des THz-Strahls in Medium 1 bzw. 2,  $\theta_1$  und  $\theta_2$  – Ausbreitungsrichtungen des nach außen bzw. innen abgestrahlten THz-Feldes. Da  $n_{1,opt} \approx n_{1,THz}$  verläuft das nach außen abgestrahlte THz-Feld kollinear mit dem reflektierten Laserstrahl.

Bei *Oberflächenemittern* (Abb. 2.3 (a)) ist der Dipol durch das intrinsische Oberflächenfeld *senkrecht zur Oberfläche* gerichtet. Der Emissionsbereich ist nur einige Mikrometer tief. Ein Dipol strahlt am meisten senkrecht zu seiner Richtung ab; längs seiner Achse gibt es keine Ausstrahlung. Dies bedeutet, dass nur aus dem Überlappungsbereich zwischen dem Transmissionskegel des Halbleiters und dem Dipolstrahlungsmuster Strahlung aus dem Substratmaterial emittiert werden kann. Deshalb ist die Erzeugung mittels Oberflächenemitter relativ ineffizient. Das Maximum der Ausstrahlung ergibt sich unter dem Brewsterwinkel, da hier die maximale Laserstrahlung eingekoppelt und die maximale THz-Strahlung durch die Emitteroberfläche emittiert wird. Entsprechend des Dipolmodells fällt die ausgestrahlte Leistung bei senkrechtem Einfall auf null.

Im Gegensatz zum kollimierten Laserstrahl zeigt der THz-Strahl eine starke wellenlängenabhängige Divergenz aufgrund der großen Wellenlängen und der großen Bandbreite. Abbildung 2.3 (b) zeigt den Zusammenhang zwischen dem Strahlprofil des fs-Lasers und dem des emit-

tierten THz-Strahls für einen Einfallswinkel von  $45^\circ$ . Da die Feldstärke der THz-Strahlung der Intensität der Laserstrahlung proportional ist, besteht folgender Zusammenhang zwischen den Strahltaillen der Laser- und der THz-Strahlung,  $w_{0,opt}$  bzw.  $w_{0,THz}$ :

$$w_{0,THz} = \frac{1}{\sqrt{2}} w_{0,opt}, \quad (2.2)$$

wobei  $w_0$  den Strahlradius bei 13,5% der Maximalintensität bei Annahme eines gaußschen Strahlprofils angibt. Die Strahltaille der THz-Strahlung befindet sich dann ebenfalls in der Nähe des Oberflächenemitters. Dieser Zusammenhang gilt aber nur, solange sich der Emitter innerhalb des angenommenen Fokusbereichs der THz-Strahlung befindet, da dann die Wellenfronten nahezu eben sind. Beispielsweise für die Wellenlänge 1 mm und  $w_0 = 1$  mm beträgt die Rayleighlänge 1,33 mm, sodass sich der Emitter noch im Fokusbereich der THz-Strahlung befindet (Abb. 2.3 (b)). Bei größeren Divergenzen (in Abb. 2.3 (b) angedeutet für 3 mm Wellenlänge) wird sich ein verzerrtes Strahlprofil ergeben.

Die Beschreibung der Oberflächenemitter als Quelle in ZEMAX und die Optimierung einer THz-Optik für die unterschiedlich divergierende Strahlung wird in Abschnitt 3.4 beschrieben.

## 2.3 Optiken für den THz-Spektralbereich

THz-Optiken sollen eine optimale Leistungsübertragung und eine maximale Auflösung des abbildenden Systems ermöglichen. Um diese Zielstellung zu erreichen wird in dieser Arbeit auch die Entspiegelung der optischen Komponenten betrachtet. So wird im folgenden Abschnitt der Stand der Technik zu den THz-Optiken und den Entspiegelungsmöglichkeiten von THz-Komponenten zusammengefasst. Danach wird die Aufgabenstellung der vorliegenden Arbeit näher erläutert.

### 2.3.1 THz-Optiken

Die Verwendung von Paraboloidspiegeln mit außeraxialer Apertur (im Folgenden als „Off-Axis-Paraboloide“ bezeichnet) zur Kollimierung und Fokussierung der THz-Strahlung wurde erstmals in [13] beschrieben. In [1] wurden  $90^\circ$ -Off-axis-Paraboloide für ein scannendes Bildgebungssystem genutzt. Optiken mit Kunststoff-Linsen sind beschrieben in [12, 26]. Die Beleuchtung mit einem aufgeweiteten THz-Strahl und die anschließende Abbildung mit einem sphärischen Spiegel werden in [27] für die punktweise Detektion der THz-Strahlung beschrieben. Einen Überblick über den Entwicklungsstand der THz-Optiken zu Beginn dieser Arbeit gibt [2]. Auf die verwendeten Materialien für die THz-Optiken wird in Abschnitt 2.4 näher eingegangen.

**Begriffsklärung Quasioptik.** Häufig wird im Zusammenhang mit THz-Optik auch von Quasioptik gesprochen. Quasioptik bezeichnet die Strahlformung durch optische Komponenten deren Abmessungen nur wenige Vielfache größer als die Wellenlänge sind [28]. Beugungseffekte



dominieren die Strahlausbreitung. Dann kann die Strahlungsausbreitung mit Gaußstrahlen beschrieben werden. Damit lassen sich zum Beispiel Systeme im Millimeter- und Submillimeterwellenbereich gut charakterisieren. Die Anwendung ist dort auch dadurch begründet, dass die in diesem Bereich verwendeten Hornantennen (engl. “Feed horn”) Strahlung annähernd in eine gaußsche Grundmode emittieren [28]. Ziel der Optimierung ist hier eine möglichst gute Einkopplung in die Richtcharakteristik der Empfangsantenne. Mit solchen Antennen kann man Frequenzen bis um 840 GHz erzeugen bzw. detektieren [29].

Bei dieser Art der Beschreibung der Strahlungsausbreitung sind große Divergenzen nicht zulässig, da sonst die Annahmen für die Beschreibung mittels Gaußstrahlen nicht mehr zutreffen (siehe Anhang A). Der Zusammenhang von geometrischer Optik und gaußscher Strahlausbreitung ist folgender: Ein Gaußstrahl wird solange als Gaußstrahl transformiert, solange die Optik beugungsbegrenzt ist. Durch die Aberrationen wird die Phase des Gaußstrahls gestört, sodass es zu Gaußmoden höherer Ordnung kommt. Der Durchmesser dieses Strahls ist dann immer größer als für eine  $TEM_{0,0}$ -Gaußmode. Für maximale Fokussierbarkeit muss also die Optik beugungsbegrenzt sein. Eine Untersuchung, ob die verwendeten THz-Optiken dies leisten, ist aus der Literatur nicht bekannt und wird deshalb in Kapitel 3 vorgenommen.

In [30] wurden mehrere paraxiale wellenoptische Pakete, wie das Physical-optics-propagation-Tool von ZEMAX auf ihre Anwendbarkeit zur Analyse quasioptischer Systeme untersucht. Es wurde geschlussfolgert, dass die Beugungsmuster im Nahfeld bei Aperturen mit Durchmessern kleiner als  $60\lambda$  und im Fernfeld bei Durchmessern kleiner als  $6\lambda$  nicht richtig vorhergesagt werden. Hier muss geklärt werden, inwieweit dies auch für die bestehenden und in dieser Arbeit optimierten THz-Optiken zutrifft.

Weiterhin wurden die verwendeten THz-Optiken noch nicht auf ihre Eignung für die Abbildung großer Felder und bei gepulster Strahlung untersucht und optimiert. Bei den in [28] beschriebenen Quasioptiken wird nur cw-Strahlung betrachtet mit Frequenzen bis 0,5 THz. THz-Pulse können aber eine Bandbreite von 0,1 – 3 THz besitzen. Das heißt, dass der Einfluss von Beugung sehr unterschiedlich für die einzelnen Wellenlängen ist. Für die großen Wellenlängen dominiert die Beugung, während für die kleinen Wellenlängen der Einfluss der geometrisch-optischen Aberrationen immer größer wird. Der Einfluss der geometrisch-optischen Aberrationen auf das Design von THz-Optiken wird in dieser Arbeit untersucht.

Bei der Abbildung von breitbandiger kohärenter Strahlung mit frequenzunabhängiger Strahltaille am Emitter sind bildseitige Strahltaillenlage und -Durchmesser frequenzabhängig [12]. Die hohen Frequenzen befinden sich näher an der optischen Achse. Dies führt im Allgemeinen dazu, dass die spektrale Bandbreite auf der optischen Achse reduziert ist und sich daher die Pulse zeitlich verbreitern. Frequenzunabhängige Strahltaillenlage und -durchmesser können nur durch ein *Gaußstrahlteleskop* erzeugt werden. Die Quelle muss sich dafür im objektseitigen Fokus der Optik befinden. Die bildseitige Strahltaille entsteht dann im bildseitigen Fokus des Teleskops [28]. In Abschnitt 3.4 wird untersucht, welchen Einfluss eine Abweichung von den idealen Bedingungen für ein Gaußstrahlteleskop auf die bildseitige Strahltaille hat.

### 2.3.2 Entspiegelung von THz-Komponenten

Aus den verwendeten Materialien für THz-Optiken kristallisieren sich zwei Gruppen heraus, die entspiegelt werden müssen. Zum einen die Kunststoffe mit einem Brechungsindex um 1,5 und zum anderen das hochreine Silizium mit einem Brechungsindex von ungefähr 3,42.

Für die Entspiegelung von Komponenten zur Abbildung mit gepulster THz-Strahlung wäre eine Bandbreite von 0,1–3 mm der Entspiegelung optimal. Die Anforderungen an die Entspiegelung entstehen durch die großen Wellenlängen und durch die große spektrale Bandbreite der Strahlung.

Konventionelle Antireflexbeschichtungen bestehen aus Ein- und Mehrschichtsystemen deren Funktion auf Interferenz basiert. Die elektromagnetischen Wellen werden an den Grenzflächen zwischen den einzelnen Schichten teilweise reflektiert und teilweise transmittiert. Eine richtige Kombination der Amplituden und eine angepasste Phasenlage führen zu destruktiver Interferenz in Reflexion. Damit sind geringe Reflektivitäten für ein relativ schmales Spektrum, d.h. bis zu einer Oktave, leicht realisierbar. Die Entspiegelung einer größeren Bandbreite ist aber mit dieser Methode nicht einfach zu realisieren, da es für die Wellenlängen außerhalb des Designbereichs zu Reflexionsüberhöhungen kommen kann. Eine breitbandige Entspiegelung kann hingegen mit lateralen homogenen Schichten erzeugt werden, wenn der Brechungsindex der Schichten kontinuierlich von Luft zum Substratmaterial ansteigt [31]. Diese Art der Entspiegelung lässt sich aber im THz-Bereich nicht einfach realisieren, da geeignete Entspiegelungsmaterialien mit Brechungsindizes unterhalb 1,4 fehlen und die hier erforderlichen hohen Schichtdicken zu extrem langen Beschichtungszeiten führen würden. Zum Beispiel betragen für eine einfache Lambda-Viertel-Schicht für Kunststoffe ( $n = 1,5$ ) der optimale Brechungsindex der Schicht  $n = 1,22$  und die optimale Schichtdicke  $d = 20,49 \mu\text{m}$  für eine Wellenlänge von  $100 \mu\text{m}$ .

Ein anderer Ansatz zum Erreichen einer Entspiegelungswirkung sind Oberflächen-Relief-Gitter mit einer Gitterperiode, die kleiner als die Wellenlänge der einfallenden Strahlung ist, sodass diese die Struktur nicht auflösen kann und einen effektiven Index erfährt. Durch ein geeignetes Strukturprofil kann ein kontinuierlicher Verlauf des Brechungsindex vom umgebenden Medium (Luft) zum Substratmaterial erzeugt werden, wie dies für homogene Schichten in [31] vorhergesagt wurde. Diese Antireflexstrukturen sind auch als Mottenaugenstrukturen bekannt [32, 33]. Herstellung und Wirkungsweise solcher Strukturen wurden bereits für den sichtbaren, infraroten und solaren Spektralbereich beschrieben [34, 35]. Sie werden auch im Mikrowellenbereich verwendet, wo ihre Wirkungsweise als erstes nachgebildet wurde [28, 36–39].

Im Gegensatz zu Entspiegelungen mit homogenen Schichten stellen Antireflexstrukturen immer einen Bandpassfilter dar. Die kürzeste Wellenlänge wird durch die Strukturperiode bestimmt und die größte Wellenlänge durch die Strukturtiefe. Für eine Entspiegelung von Kunststoff wären eine Strukturperiode von ca.  $40 \mu\text{m}$  (für  $100 \mu\text{m}$  Wellenlänge) und eine Strukturtiefe von ca.  $1 \text{ mm}$  (für  $3 \text{ mm}$  Wellenlänge) erforderlich. Um eine Entspiegelung für den

gesamten THz-Spektralbereich zu realisieren, wäre daher ein Aspektverhältnis von Strukturtiefe zu -periode von ca. 25:1 erforderlich. Diese Strukturparameter verlangen speziell für den THz-Bereich angepasste Herstellungsmethoden. Hinzu kommt, dass mit der Strahlung Informationen übertragen werden, sodass es nicht ausreicht nur die Reflexion zu mindern. Zusätzlich darf sich nur das direkt reflektierte und transmittierte Licht ausbreiten. Daher muss die Strukturperiode so klein sein, dass sich am Gitter jeweils nur die nullte Beugungsordnung in Reflexion bzw. Transmission ausbreiten kann. Die Ausbreitung höherer Beugungsordnungen wäre mit einem Informationsverlust verbunden. Diese Anforderung steht im Gegensatz zu der im solaren Spektralbereich (UV-VIS-NIR), wo ein maximaler Energietransfer in die Solarzelle erreicht werden soll. Dann können auch höhere Beugungsordnungen zum Energieeintrag beitragen und müssen nicht unterdrückt werden [40, 41].

Eine noch größere Herausforderung zur Entspiegelung stellt das HRFZ-Silizium aufgrund des hohen Brechungsindex dar. Mit einem Brechungsindex von 3,42 sind die Fresnelverluste bei HRFZ-Silizium sehr hoch. Für die Intensität betragen sie ca. 30% an einer Fläche, es werden also nur noch 70% der Intensität transmittiert. Für die gemessene elektrische Feldamplitude weichen die Werte davon etwas ab. Hier beträgt der Reflexionsverlust ca. 54,8%, d.h. er wiegt schwerer als bei einer Intensitätsmessung. Dafür ist die Transmission der elektrischen Feldstärke höher: Sie beträgt an einer Fläche ca. 83,7%. Diese Werte ergeben sich einfach aus den Fresnelkoeffizienten [42]. Für die elektrische Feldstärke gilt nicht der Energieerhaltungssatz.

Die Entspiegelung von Silizium ist deshalb so interessant, da wie in Kapitel 3 gezeigt wird, durch den hohen Brechungsindex Optiken mit hoher Auflösung realisiert werden können, die so mit Kunststofflinsen nicht möglich sind. Eine effektive breitbandige Entspiegelung für Silizium zur Anwendung in Bildgebungssystemen mittels THz-Pulsen existiert noch nicht. Es wurden aber bereits einige Entspieglungsmöglichkeiten für den THz-Bereich publiziert. Eine Einzelschicht-Entspiegelung aus Parylene wurde in [43] entwickelt. Dieses Material besitzt einen Brechungsindex von 1,62. Dieser weicht jedoch vom optimalen Brechungsindex von 1,85 ab, sodass keine maximale Entspiegelungswirkung erreicht wird. Für Germanium wurde in [44] eine Mehrschicht-Entspiegelung vorgestellt. In [45] wurden sehr dünne Metallschichten für die Unterdrückung der Nachpulse bei eos-Detektionssystemen genutzt, deren Wirkungsweise auf Absorption beruht. Dadurch wird der Hauptpuls um den gleichen Anteil reduziert, wie es zur Reduktion der Pulsechos nötig ist. So ist jede beschichtete Fläche mit einem Leistungsverlust verbunden, der sich zu den Fresnelverlusten addiert. In [46] wurde ein Polyethylenfilm mit einem Brechungsindex von 1,5 verwendet, der jedoch noch ineffizienter ist als Parylene.

Auch für Silizium wird in dieser Arbeit versucht, eine breitbandige Entspiegelung durch eine Antireflexstruktur zu realisieren. Breitbandige Antireflexstrukturen können als tiefes binäres, kontinuierliches oder gestuftes Gitter realisiert werden. Als Optimierungsparameter ergeben sich für eine Antireflexstruktur die Gitterperiode, der Gittertyp, der Füllfaktor und die Strukturtiefe. Auf diese wird in Abschnitt 2.5.3 eingegangen.

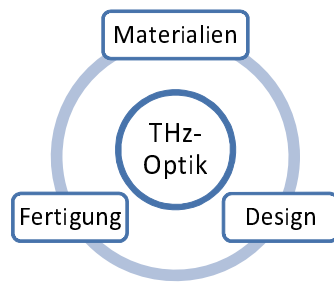


Abbildung 2.4: Teilaufgaben bei der Optimierung von THz-Optiken.

Zusammengefasst ergeben sich folgende Anforderungen an die Optimierung von THz-Optiken:

- Die Optiken müssen für die Abbildung von gepulster Strahlung mit einem extrem breiten Spektrum, das sich über mehrere Größenordnungen erstreckt, optimiert werden. Hier ist zu untersuchen, welchen Einfluss chromatische Aberrationen haben.
- Die Abmessungen der optischen Komponenten sind nur wenige Vielfache größer als die Wellenlänge (z.B. Siliziumlinsendurchmesser 10 mm). Hier ist zu untersuchen, wann wellenoptische Effekte die Ausbreitung dominieren und wann die Beschreibung mittels geometrisch-optischen Modells zulässig ist.
- Die Optiken müssen für die Abbildung großer Felder für die Parallelisierung der Datenerfassung optimiert werden.
- Es müssen geeignete Materialien für diesen Wellenlängenbereich gefunden werden.
- Für eine optimale Leistungsübertragung ist eine breitbandige Entspiegelung notwendig.

Bei der Verbesserung der THz-Optiken handelt es sich um einen iterativen Prozess (Abb. 2.4). So werden mit dem System, das verbessert werden soll, auch die Brechungsindizes bestimmt. Bei der Brechungsindexbestimmung ist es wichtig, dass die Probe von einer ebenen Wellenfront durchlaufen wird (siehe Abschnitt 2.4). Eine verbesserte Modellierung der Quellen und des Systems erlaubt eine bessere Vorhersage wann dies zutrifft. Im Gegensatz zur Spektroskopie, wo es um charakteristische Merkmale im Spektrum geht, muss der Brechungsindex für das Optikdesign genau bekannt sein. Im visuellen Spektralbereich sind die Brechungsindizes bis auf die 4. Nachkommastelle bekannt. Die Auswirkungen der Unsicherheit bei der Brechungsindexbestimmung wird im Kapitel 3 untersucht. In Abschnitt 2.3.2 wird gezeigt, dass für die breitbandige Entspiegelung der Optikkomponenten Antireflexstrukturen ein geeigneter Ansatz sind. Deren Parameter richten sich aber wiederum nach der zu entspiegelnden Bandbreite. Eine optimierte Optik ermöglicht auch eine größere Bandbreite der übertragenen Strahlung. Dies wiederum erfordert eine Anpassung der Parameter der Entspiegelungsstruktur. Eine weitere Notwendigkeit war es, geeignete Herstellungsverfahren für die Komponenten zu finden. Die bisher bekannten Komponenten wurden durch konventionelle spanende Verfahren hergestellt

[28]. Die Frage ist hier, ob die mit diesen Herstellungsverfahren erreichbaren Fertigungstoleranzen für die optimierten Komponenten ausreichend sind.

## 2.4 Materialien für THz-Optiken

Zum Verständnis der Materialproblematik muss die Einordnung der THz-Strahlung in das elektromagnetische Spektrum betrachtet werden. Der THz-Spektralbereich ist Teil des fernen Infrarotspektralbereichs, in dem die Rotations- und Translationsschwingungen von komplexen Molekülen liegen [47]. Dieser Bereich schließt an den Bereich der Molekülschwingungen im nahen und mittleren Infrarotspektralbereich an. Für Wellenzahlen unterhalb von  $1500\text{ cm}^{-1}$  (Wellenlängen  $> 6,7\text{ }\mu\text{m}$ ) spricht man vom Fingerprint-Bereich. Dann reagieren nicht mehr einzelne Atomgruppen und Bindungen auf die anregende elektromagnetische Strahlung, sondern es ergibt sich eine Überlagerung verschiedener Schwingungszustände, die charakteristisch für das jeweilige Material ist. Anhand dieses Spektrums kann dann eine Substanz eindeutig identifiziert werden.

Die ersten Materialien für THz-Optiken waren Materialien aus dem Mikrowellenbereich. Eine Übersicht zu diesen Materialien bietet [28]. So wurden in [12] die Kunststoffe HDPE (High Density Polyethylene) und Teflon<sup>®</sup> auf ihre Eignung als Material für THz-Optiken untersucht und HPDE-Linsen für eine THz-Optik verwendet. Weiterhin wurde die Verwendung von TPX<sup>®</sup> [48] als Fenster- [49, 50] und Linsenmaterial [51] für den THz-Bereich beschrieben. Viele Mikrowellenmaterialien zeigen jedoch im THz-Bereich bereits wieder einen Anstieg der Absorption, so z.B. Rexolite<sup>®</sup> [52], Quarzglas [53] und PMMA (Plexiglas<sup>®</sup>). Dabei spielt die Wasserabsorption von Kunststoffen wie PMMA eher eine untergeordnete Rolle. Der Anstieg der Absorption ist hauptsächlich auf die spektrale Nähe zu Absorptionsbanden im mittleren Infrarotbereich zurückzuführen. Da dieser Anstieg der Absorption auch viele zu untersuchende Materialien (wie z.B. Papier) betrifft, spricht man beim THz-Imaging auch von einem Kompromiss zwischen Auflösung und Transmission. Trotzdem sollte ein Linsenmaterial im THz-Bereich eine möglichst geringe Feuchtigkeitsaufnahme besitzen.

Kommerziell werden THz-Linsen ebenfalls angeboten. Beispielsweise bietet Thorlabs<sup>®</sup> Linsen aus Teflon<sup>®</sup> für den THz-Bereich an [54]. Die Abbildungseigenschaften im THz-Bereich einer solchen Linse werden in Abschnitt 3.2 untersucht. MICROTECH<sup>®</sup> instruments, inc. bietet THz-Linsen und -Fenster aus Tsurupica und Polyethylen an [55]. Als Brechungsindex für Tsurupica wird für den THz- und den visuellen Spektralbereich 1,52 angegeben. Laut Anbieter soll das Material eine hohe Transmission für den THz-Spektralbereich besitzen und sehr gute mechanische Eigenschaften haben. Eigene Messungen an einer Tsurupica-Probe bestätigten die niedrige Absorption. Von diesem Material können aber keine Rohlinge für eine eigene Linsenfertigung bestellt werden. Es werden nur Fenster angeboten mit maximalen Abmessungen von Durchmesser 50 mm und Dicke 4 mm. Dieses Material ist also für Experimente zu THz-Optiken und Entspiegelungen nicht verfügbar. Der Preis des Materials ist für kommerzielle

Anwendungen ebenfalls zu hoch (1.025 € für eine Probe der eben genannten Abmessungen).

Eine Auswahl möglicher Materialien für THz-Linsen ist in Tabelle 2.1 gegeben. Um den Einfluss des Absorptionskoeffizienten zu verdeutlichen, wurde die Reintransmission der elektrischen Feldstärke bei 1 THz für eine Materialdicke von 20 mm angegeben. Dies entspricht typischer Weise der Dicke zweier Linsen in einem THz-Aufbau. Eine weitere Anforderung ist ein ähnlicher Brechungsindex im visuellen bzw. nahen Infrarot- und THz-Spektralbereich. Damit kann ein optischer Pilotstrahl (z.B. Laserstrahl mit 800 nm oder 1060 nm Wellenlänge) zur Ausrichtung des Systems verwendet werden [2]. Der Brechungsindex bei der Laserwellenlänge 1060 nm ist in Tab. 2.1 mit angegeben. Silizium ist erst für Wellenlängen größer als 1,36  $\mu\text{m}$  transparent.

Die Materialien mit der höchsten Transmission im THz-Bereich sind Diamant und Silizium. Diamant besitzt einen Brechungsindex von 2,4 und eine gegen 0 strebende Absorption [56]. Diamant wird mittels chemischer Gasphasenabscheidung (CVD) hergestellt. Dabei werden Dicken bis zu 2 mm erreicht. Daher wird Diamant bevorzugt als Fenstermaterial eingesetzt [57]. Bei Silizium hängen Absorption und Dispersion vom spezifischen Widerstand des Materials ab. Bei hochohmigem Fließzonen-Silizium ist der spezifische Widerstand größer als 10 k $\Omega\text{cm}$ . Dieses Material besitzt im Bereich von 0,5 – 4,5 THz einen frequenzunabhängigen Brechungsindex von 3,4175. Die Intensitätsabsorption ist im Bereich von 0,2 – 1 THz kleiner als 0,01  $\text{cm}^{-1}$  und im Bereich von 0,2 – 2 THz kleiner als 0,025  $\text{cm}^{-1}$ . Schwache Absorptionsbanden liegen bei 3,66 THz und 4,68 THz. Eine starke Absorptionsbande liegt bei 18 THz. [58]

HRFZ-Silizium wird für die Substratlinse zur Ein- und Auskopplung der THz-Strahlung an Dipolantennen verwendet [20]. Diamant und Silizium kristallisieren im Diamantgitter und sind daher nicht doppelbrechend. Germanium besitzt einen noch höheren Brechungsindex von 4, zeigt aber bereits wieder eine höhere Absorption [53]. Es kristallisiert ebenfalls im Diamantgitter und ist daher ebenfalls nicht doppelbrechend. Bei den Materialien mit geringer Absorption im THz-Spektralbereich weist der Brechungsindex nur geringe Dispersion auf, da die Dielektrizitätszahl gegen ihren Wert bei der Frequenz 0 strebt [59]. Metalle sind im THz-Spektralbereich hochreflektierend. Bei aufgedampften Metallschichten muss aber eine gewisse Minstdicke eingehalten werden. Die Eindringtiefe bei 0,1 THz beträgt ca. 230 nm ([28], S. 119). Die im visuellen Spektralbereich verwendeten Gläser sind im THz-Bereich stark absorbierend. So hat Quarzglas bereits einen Absorptionskoeffizienten von 1,7  $\text{cm}^{-1}$  bei 1 THz. In der kristallinen Form dieses Materials sind einige Schwingungszustände gebunden, was zu einer sehr geringen Absorption führt (0,11  $\text{cm}^{-1}$  bei 1 THz für die ordentliche Achse). Dieses Material kristallisiert jedoch im hexagonalen Gitter, sodass es Doppelbrechung zeigt. Deshalb ist es als Linsenmaterial weniger geeignet. Die andere Herangehensweise um einen geeigneten Kunststoff für den THz-Spektralbereich zu finden ist, die Kunststoffe zu betrachten, die im visuellen Spektralbereich genutzt werden. Diese sind von vornherein transparent für einen optischen Pilotstrahl. Für den visuellen Spektralbereich gibt es einige Hochleistungskunststoffe. Am weitesten verbreitet ist PMMA. Dieser Kunststoff ist sehr gut ultrapräzisions

(UP)-bearbeitbar, zeigt aber wie oben beschrieben im THz-Bereich eine starke Absorption. Eine weitere Kunststoff-Gruppe, die im visuellen Bereich häufig verwendet wird, ist die Gruppe der Cyclo-Olefin-Polymere (COP) [60]. Dies sind Hochleistungskunststoffe mit sehr guten mechanischen Eigenschaften, wodurch sie u.a. gut UP-bearbeitbar sind. Zudem besitzen sie eine extrem geringe Wasserabsorption ( $< 0,01\%$  nach ASTM D570 [61]). Zu dieser Klasse gehören die in dieser Arbeit verwendeten Kunststoffe Topas<sup>®</sup> [62] und Zeonex<sup>®</sup> [61]. Je nach Grad werden diese Materialien als Linsenmaterial im visuellen Spektralbereich aber auch für CD-Rohlinge und Küvetten im medizinischen Bereich verwendet. Da sie eine amorphe Struktur besitzen, zeigen sie keine Doppelbrechung. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Proben verschiedener Grade dieser Kunststoffe auf ihre Eignung als Linsenmaterial im THz-Bereich getestet. Für das Optikdesign müssen auch die Kenndaten für die Antennenmaterialien bekannt sein. Hierfür wird häufig Galliumarsenid (GaAs) verwendet, dessen Brechungsindex in Tab. 2.1 mit angegeben ist. Die UP-Bearbeitbarkeit der Kunststoffe ist deshalb so wichtig, da Kunststoffe nicht wie Glas durch Schleifen in ihre Endform gebracht werden können. Dabei wird die UP-Bearbeitung besonders bei Prototypen und Kleinserien eingesetzt. Für die Massenfertigung werden die Linsen durch Spritzgießen hergestellt. Deshalb ist das für die THz-Strahlen transparente TPX<sup>®</sup> zunächst als Linsenmaterial nicht geeignet, da es keine Rohlinge zur UP-Bearbeitung zu kaufen gibt sondern nur Granulat für den Spritzgussprozess.

Tabelle 2.1: Materialien für THz-Optiken

| Material                    | Brechungsindex<br>@ 1060 nm<br>(falls nicht abweichend<br>angegeben) | Brechungs-<br>index<br>@ 1 THz | Intensitäts-<br>absorptions-<br>koeffizient<br>@ 1 THz<br>( $\text{cm}^{-1}$ ) | Rein-<br>transmission<br>der elektr.<br>Feldstärke<br>bei 20 mm<br>Material-<br>dicke (%) |
|-----------------------------|--|--------------------------------|--|---|
| HDPE                        | nicht transparent  | 1,518*                         | 0,15*  | 86,1  |
| TPX <sup>®</sup>            | 1,463 $n_D^{20}$ [48]  | 1,455*                         | 0,2*   | 81,9  |
| PTFE (Teflon <sup>®</sup> ) | nicht transparent  | 1,440 [12]                     | 0,5 [12]   | 60,7  |
| Tsurupica                   | 1,52 [55]  | 1,52 [55]                      | 0,15*  | 86,1  |
| Zeonex <sup>®</sup> E48R    | 1,5213 [63]  | 1,515*                         | 0,38*  | 68,4  |
| Zeonex <sup>®</sup> 480R    | 1,5157 [63]  | 1,52*                          | 0,15*  | 86,1  |
| Quarzglas                   | 1,4497 [63]  | 1,95*                          | 1,7*   | 18,3  |
| kristall. Quarz (o)         | 1,5342 [63]  | 2,1085 [53]                    | 0,11 [53]  | 89,6  |
| kristall. Quarz (e)         | 1,5430 [63]  | 2,1555 [53]                    | 0,06 [53]  | 94,2  |
| HRFZ-Silizium               | 3,4971 (@ 1,36 $\mu\text{m}$ ) [63]                                  | 3,4175 [58]                    | 0,01 [58]  | 99  |
| Diamant                     | 2,41 [63]  | 2,4 [56]                       | $\rightarrow 0$ [56]   | ca. 100   |
| Germanium                   | 4,1044 (@ 2 $\mu\text{m}$ ) [63]                                     | 4,002 [53]                     | 0,6 [53]   | 55  |
| GaAs                        | 3,3256 (@ 2,5 $\mu\text{m}$ ) [63]                                   | 3,595 [53]                     | 0,5 [53]   | 61  |

\*bestimmt durch eigene Messungen

## 2.5 Berechnungsmethoden und deren Grenzen

### 2.5.1 Methodik zum Design von THz-Optiken

Die Methode muss die Ausbreitung der THz-Strahlung und die Wechselwirkung mit Aperturen erfassen. Im Folgenden wird zunächst auf die Beschreibungsmöglichkeiten von THz-Pulsen eingegangen und der Unterschied zu ultrakurzen Laserpulsen aufgezeigt. Dann werden verschiedene Näherungsstufen der Maxwell'schen Gleichung zur Behandlung der Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung und deren Wechselwirkung mit Aperturen erläutert und die ausgewählte Methode zum Design der THz-Optiken näher beschrieben.

THz-Pulse sind Impulse endlicher lateraler Breite (Bündel) und können als kontinuierliche Überlagerung stationärer, ebener Wellen verschiedener Frequenz und Ausbreitungsrichtung beschrieben werden [64]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega) \exp[i(\mathbf{k}(\omega)\mathbf{r} - \omega t)] d^3k d\omega, \quad (2.3)$$

mit  $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}, \omega)$  – frequenz- und richtungsabhängiger elektrischer Feldstärkevektor,  $\mathbf{k}(\omega)$  – spektraler Wellenzahlvektor im Medium,  $\mathbf{r}$  – Ortsvektor und  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  – zeitabhängiger elektrischer Feldstärkevektor. Die Wellenzahl ist der absolute Betrag des Wellenzahlvektors und ist definiert durch:  $k(\omega) = |\mathbf{k}| = \omega/c_M = \omega/c \cdot n(\omega) = 2\pi/\lambda_M = 2\pi/\lambda \cdot n(\omega)$

Mit einem Titan:Saphir-Laser können eine typische Pulsdauer von 100 fs und eine Zentralwellenlänge von 800 nm erzeugt werden (siehe Abb. 2.5 (a)). Diese Wellenlänge entspricht einer Frequenz von 375 THz bzw. einer Schwingungsdauer von 2,67 fs. Innerhalb der definierten Pulsdauer durchläuft die elektrische Feldstärke 37,5 Schwingungszyklen. Die spektrale Bandbreite eines solchen Pulses beträgt für einen Puls mit raum-zeitlichem Gaußprofil 9,4 nm (siehe Abb. 2.5 (b)). Die spektrale Bandbreite ist also schmal im Vergleich zur Mittenwellenlänge. In diesem Fall können zeitlich und räumlich schnell oszillierende Anteile von langsam veränderlichen separiert werden ("slowly varying envelope approximation" - SVEA, siehe Anhang B). Diese Näherung ermöglicht es, die Ausbreitung von Impulsen analog der Ausbreitung eines gaußschen Strahlenbündels zu behandeln [64].

THz-Pulse hingegen sind Einzelzyklusschwingungen elektromagnetischer Strahlung. Ihre spektrale Bandbreite liegt in der Größenordnung ihrer Zentralfrequenz. Die Angabe einer Mittenfrequenz bei extremer spektraler Breite ist nicht mehr sinnvoll; dann kann die oben genannte Approximation nicht mehr angewendet werden. Um die Ausbreitung solcher Pulse zu untersuchen, muss entweder das Zeitsignal verwendet werden oder die Berechnungen müssen über eine Fouriertransformation für jede Frequenzkomponente einzeln ausgeführt werden. Im THz-Bereich spielt bei der Ausbreitung der Pulse die Materialdispersion keine Rolle, da die Materialien der THz-Optiken nahezu dispersionsfrei sind. Ursache der Pulsverformung sind hier raum-zeitliche Kopplungseffekte. Diese treten bei Pulsen auf, deren räumliche und zeitliche



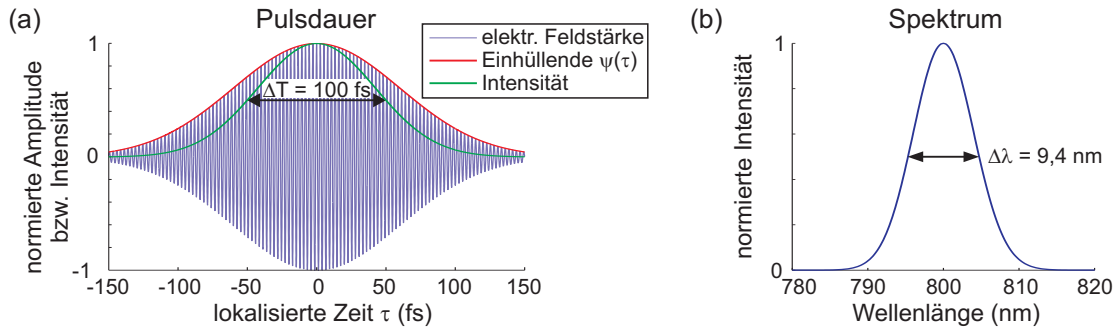


Abbildung 2.5: Zeitliches Profil (a) und Spektrum (b) eines fs-Laserpulses mit Zentralwellenlänge 800 nm, Pulsdauer 100 fs (FWHM) und spektraler Breite 9,4 nm (FWHM).

Funktionen nicht mehr getrennt werden können. Ursache ist die Beugung, die auf die größeren Wellenlängen des Spektrums einen stärkeren Einfluss als auf die kürzeren Wellenlängen hat. Feng et al. [65] gelang es 1999 eine Form ultrakurzer Pulse als direkte Lösung der zeitabhängigen paraxialen Maxwellgleichungen herzuleiten (siehe Anhang C). Diese Form der Pulse besitzt eine für alle Frequenzen konstante Beugungslänge, d.h. die Strahltaile ist frequenzabhängig. Damit lassen sich alle auftretenden Effekte bei der Ausbreitung von THz-Pulsen beschreiben. So tritt eine Krümmung der Pulsfront auf, da diese außeraxial eine verzögerte Ankunftszeit im Vergleich zur Achse besitzt. Weiterhin kommt es zu einer Polaritätsumkehr der Pulse beim Übergang vom Nah- ins Fernfeld. Mit steigendem Abstand von der optischen Achse wird das Spektrum schmäler und das Maximum verschiebt sich hin zu längeren Wellenlängen (Rotverschiebung). Pulsform und Spektrum sind in Abb. 2.6 dargestellt. Realteil und Imaginärteil sind jeweils eigenständige Lösungen und wandeln sich bei der Ausbreitung vom Nah- ins Fernfeld ineinander um. Sie sind über eine Hilbert-Transformation verknüpft. Damit lässt sich die Polaritätsumkehr erklären. Die Polaritätsumkehr lässt sich auch durch Anwendung des breitbandigen Beugungsintegrals auf diese Formel zeigen [66]. Als Ursache für die Polaritätsumkehr wurde in [67] der Gouy-Phasenshift identifiziert. In [68] wurde die Polaritätsumkehr für Halbzyklen-Pulse bei Fokussierung durch eine Linse gezeigt.

Die nächste Näherungsstufe zur analytischen Beschreibung der Pulsausbreitung sind numerische Verfahren zur Lösung der Maxwellgleichungen. Mittels FDTD (Finite Difference Time Domain)-Methode kann beispielsweise die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen direkt im Zeitbereich untersucht werden. Diese Methode findet Anwendung, wenn die zu untersuchende Struktur in der Größenordnung der Wellenlänge liegt. Das zu untersuchende Volumen ist auf ca.  $30 \times 30 \times 30$  Wellenlängen (im Medium) beschränkt. So wurde z.B. die Ausbreitung von THz-Pulsen an Aperturen in [69] und an einer Antenne mit aufgesetzter Siliziumlinse in [70] untersucht. Eine weitere Näherung dazu stellen Beugungsintegrale dar. Die Beziehung zwischen den einzelnen Beugungstheorien ist in Anhang D zusammengefasst. Mittels *breitbandigen Huygens-Fresnel-Integrals* kann die Ausbreitung von THz-Pulsen im Zeitbereich untersucht werden. So wurde in [71] das Nahfeld einer THz-Antenne großer Apertur und die

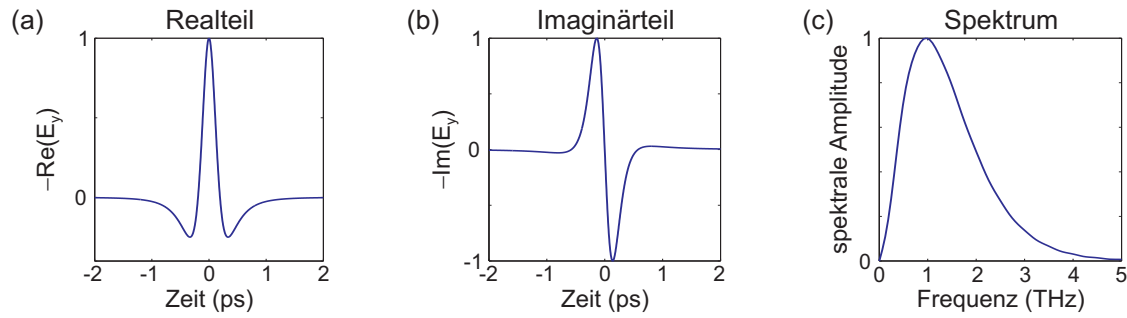


Abbildung 2.6: Analytische Beschreibung eines THz-Pulses nach [65]: (a) Realteil der zeitlichen Funktion  $E_y$ , (b) Imaginärteil der Funktion  $E_y$ , (c) Spektrum der zeitlichen Funktion  $E_y$  (Berechnungsparameter:  $\lambda_p = 314 \mu\text{m}$ ,  $z_0 = 50 \mu\text{m}$ ,  $z = 0$ ,  $\rho = 0$ ).

Ausbreitung der Pulse nach Fokussierung mit einer dünnen Linse berechnet. In [24] wurde damit die Pulsform im Nah- und Fernfeld bei Antennen großer Apertur berechnet. Dort wurde auch eine breitbandige Version des vektoriellen Beugungsintegrals, des sogenannten *Smythe-Kirchhoffschen Beugungsintegrals* [72], abgeleitet und die einzelnen Komponenten bei der Ausbreitung untersucht. Alternativ zur numerischen Integration kann die Pulsausbreitung in optischen Systemen durch eine *Fouriertransformation der zeitlichen Quellverteilung* berechnet werden [64]: Dafür muss für jeden Quellpunkt die zeitliche Funktion in den Frequenzbereich fouriertransformiert werden. Durch eine Fouriertransformation der räumlichen Verteilung bei fester Frequenz  $\omega$  erhält man das Ortsfrequenzspektrum der Ausgangsverteilung für diese Frequenzkomponente. Die Ausbreitung und Wechselwirkung mit Aperturen der einzelnen Ortsfrequenzen  $\alpha$  und  $\beta$  erfolgt durch Multiplikation mit einer Phasen- oder Amplitudenfunktion  $H(\alpha, \beta; z)$ . Durch Rücktransformation in den Ortsbereich erhält man die räumliche Verteilung in der Bildebene für diese Frequenz  $\omega$ . Nun müssen diese Schritte für alle Frequenzen des THz-Pulses durchgeführt werden, sodass man die räumliche Verteilung in der Empfängerebene für alle Frequenzen des THz-Pulses erhält. Durch Rücktransformation in den Zeitbereich für jeden Punkt in der Bildebene erhält man die gesuchte zeitliche Funktion des THz-Pulses.

Zusammengefasst ist es nur unter hohem rechentechnischen Aufwand möglich, die Pulsausbreitung in komplexen optischen Systemen vorherzusagen. Ein noch höherer Aufwand bestünde dann in der Optimierung solcher Systeme. Die vorgestellten Methoden dienen entweder der Analyse von Teilkomponenten (Emitter, Aperturen) oder der prinzipiellen Untersuchung von Systemen mit stark vereinfachten Annahmen (paraxiale Betrachtungen, dünne Linsen). Zur Optimierung von komplexen Systemen sind sie nicht geeignet.

Beim *geometrisch-optischen Modell* werden Beugungseffekte zunächst vernachlässigt. Es gibt jedoch auch hier einen Bezug zur Wellenausbreitung im System. Von jedem Objektpunkt geht eine divergierende Kugelwelle aus. Ein Strahl repräsentiert die Normale zu den Wellenfronten dieser Kugelwelle. Idealerweise konvergieren im Bild alle Strahlen wieder in einen Punkt, was einer konvergierenden Kugelwelle entspricht. Durch Beugung an der Systemapertur wird das Punktbild verwaschen. Die geometrische Optik ist die Näherung der Wellenoptik für

$\lambda \rightarrow 0$ . In der Austrittspupille werden alle Phasendifferenzen, die sich im System ansammeln für jeden Punkt der Pupille addiert. Durch die unterschiedlichen Phasendifferenzen gibt es eine Abweichung zur idealen Kugelwelle, was sich in einem zerstreuten Punktbild zeigt. Ziel der Optimierung des Systems ist es, dass dieser Zerstreuungskreis der geometrisch-optischen Aberrationen kleiner ist als die durch die Beugung an der Systemapertur verursachte Verwaschung des Punktbildes. Die Phasenverzögerungen werden anhand der optischen Weglängendifferenz bestimmt. Im Zeitbereich entspricht die Phasenverzögerung einer Laufzeitdifferenz. Die Strahldurchrechnung durch komplexe optische Systeme ist relativ schnell mit wenig Speicherbedarf möglich, da für jeden Strahl nur die Richtungskosinus gespeichert werden müssen. Es besteht *keine Beschränkung auf ein paraxiales Winkelspektrum*.

Beugungseffekte werden beim geometrisch-optischen Modell durch die sogenannte “Single Step”-Näherung erfasst [73]. Diese basiert auf der Annahme, dass sämtliche Beugungseffekte im System durch die Austrittspupille gegeben sind. Die komplexe Amplitude wird in der Austrittspupille auf der Basis der Phasendifferenzen berechnet. Die Punktbildverwaschungsfunktion (engl. Point Spread Function – PSF) ist die Impulsantwort der Intensität der abbildenden Optik. Diese erhält man als Betragsquadrat der Fouriertransformierten der komplexen Pupillenfunktion. Die PSF ist gleichzeitig das Fraunhofersche Beugungsbild der Austrittspupille. Das Fraunhofersche Beugungsbild ist die Fernfeldnäherung des Fresnelschen Beugungsintegrals ([74], Abschnitt 4.3). Beide gelten in paraxialer Näherung, d.h. für ein kleines Ortsfrequenzspektrum. Die Bildfunktion der inkohärenten Abbildung ist die Faltung des Bildes der geometrischen Optik mit der PSF.

Die Übertragung einzelner Ortsfrequenzen wird durch die Optische Transferfunktion (OTF) charakterisiert. Die OTF ist die normierte Fouriertransformierte der PSF. Der Betrag der OTF ist die Modulationstransferfunktion (MTF). Diese gibt das Kontrastverhältnis an, mit dem die einzelnen Ortsfrequenzen übertragen werden können. Die Phase der OTF ist die Phasentransferfunktion (PTF) und gibt die Phasenverschiebungen bzgl. des idealen Bildes an. Bei der Abbildung mit inkohärentem Licht ist das optische System linear bzgl. der Intensität. Bei der Abbildung mit kohärentem Licht ist das System linear bzgl. der Amplitude. Das Übertragungsverhalten wird hierbei durch die kohärente Übertragungsfunktion (Coherent Transfer Function – CTF) charakterisiert. Eine Übersicht zum Übertragungsverhalten bei kohärentem und inkohärentem Licht findet sich in ([74], Kap. 6). Diese Methode dient der Berechnung von Beugungseffekten im Fokus der Optik. Die Strahlen müssen hier die Austrittspupille möglichst gleichmäßig ausleuchten, um die Abbildungsfehler hinreichend genau zu erfassen. Bei stark aberrationsbehafteten Systemen kann dieser Algorithmus nicht zur Bestimmung der PSF verwendet werden [73].

Der Bezug zur Pulsausbreitung ist über die Phasendifferenzen gegeben. Der Zusammenhang von Phasendifferenz  $\Delta\phi$ , optischer Weglängendifferenz  $\Delta L$  und Laufzeitdifferenz  $\Delta t$  ist:

$$\Delta\phi = \frac{\omega\Delta L}{c} = \omega\Delta t \quad (2.4)$$

Eine Minimierung der Abbildungsfehler ist gleichbedeutend einer Minimierung der Phasendifferenzen und einer Minimierung der Laufzeitdifferenzen. Man kann zwar damit nicht die Pulsform vorhersagen (Analyse). Man kann aber davon ausgehen, dass die Pulsform ideal ist, d.h. minimale laterale und axiale (zeitliche) Ausdehnungen im Fokus auftreten, wenn die Abbildungsfehler unter der Beugungsgrenze liegen. Diese Methode wird in dieser Arbeit zur Optimierung der Komponenten verwendet. Eine Optik für die Abbildung von Pulsen sollte also idealerweise über das gesamte Spektrum des Pulses beugungsbegrenzt sein.

### 2.5.2 Bestimmung von Brechungsindex und Absorptionskoeffizient

Durch Vergleich zweier Pulse können mittels THz-Zeitbereichsspektroskopie gleichzeitig frequenzabhängiger Brechungsindex und Absorptionskoeffizient bestimmt werden. Dafür werden ein Referenzpuls ohne Probe im Aufbau und ein Puls mit Probe im Aufbau gemessen. Durch eine Fouriertransformation werden die spektralen komplexen Amplituden  $E_{Ref}(\omega)$  und  $E_{Mat}(\omega)$  von Referenz- bzw. Materialpuls ermittelt. Die in dieser Arbeit verwendete Methode basiert auf [75] und ist in Anhang E erklärt. Sie ist für die Auswahl eines Materials mit geringer Transmission im THz-Spektralbereich ausreichend. Es gibt jedoch aufgrund der getroffenen Annahmen eine bestimmte Messunsicherheit, die beim Optikdesign berücksichtigt werden muss (siehe Kapitel 3). Diese Annahmen sind: Die THz-Strahlung trifft senkrecht auf die Probe; die Leistungsübertragungsfunktion vom Emittor zum Detektor wird durch das Einfügen der Probe in den Messaufbau nicht verändert. Weiterhin wird davon ausgegangen, dass die Dicke des Materials genau bekannt ist. Die Bedingung, dass die THz-Strahlung senkrecht auf die Probe trifft ist besonders schwer bei dicken Proben zu realisieren, die über den Fokusbereich der Strahlung hinaus gehen. Dann ist zum einen nicht mehr der senkrechte Einfall gewährleistet, zum anderen wird die Ausbreitung der Strahlung beeinflusst, sodass sich eine geänderte Übertragungsfunktion des Systems ergibt. Bei sehr dünnen Proben kann es sein, dass sie die THz-Strahlung zu wenig schwächen. Bei Proben mit geringer Absorption der THz-Strahlung ist der Einfluss der Übertragungsfunktion ebenfalls nicht mehr vernachlässigbar [58]. Dann liegt die Änderung der Übertragungsfunktion in der gleichen Größenordnung wie die Absorption. In [58] wird beschrieben, dass die Transferfunktion bei Vergleich der Pulse bei einfachem Probendurchlauf und nach zweimaliger Reflexion innerhalb der Probe nahezu 1 ist. Die Bestimmung des komplexen Brechungsindex mittels dieser beiden Messungen wäre demnach am genauesten. Genauere Verfahren zur Bestimmung des Brechungsindex werden in [76–78] beschrieben. Darin werden iterative Verfahren erklärt, die mehrere Informationen zur Bestimmung des komplexen Brechungsindex nutzen. So werden die Nachpulse durch die Probe berücksichtigt, es erfolgt ein Abgleich mit der Probendicke, und es werden Proben verschiedener Dicke verwendet.

### 2.5.3 Berechnungsgrundlagen für Antireflexstrukturen

Ein Oberflächen-Reliefgitter kann zur Entspiegelung verwendet werden, wenn zwei Bedingungen eingehalten werden: Als erstes muss die Periode der Struktur im Vergleich zur Wellenlänge so klein sein, dass sich nur die nullte Beugungsordnung ausbreiten kann. Als zweites muss die Tiefe des Gitters in der Größenordnung der Wellenlänge sein. Bei zu geringer Tiefe wirkt die Struktur nur wie eine Oberflächenrauheit und wird durch die Strahlung nicht erkannt. Für Antireflexstrukturen sind verschiedene Gittertypen möglich: lineares, rechteckiges und hexagonales Gitter. Abbildungen 2.7 (a) und (b) zeigen ein Rechteckgitter bzw. ein hexagonales Gitter. Die Abbildungen 2.7 (c) und (d) zeigen die jeweilige Draufsicht auf die verschiedenen Gittertypen. Das lineare Gitter kann als Spezialfall des Rechteckgitters aufgefasst werden bei dem eine Gitterperiode gegen unendlich strebt ( $\Lambda_y \rightarrow \infty$ ).

Mit dem *reziproken Gitter* können Beugungsphänomene einfach behandelt werden. Die Basisvektoren des reziproken Gitters werden aus den Basisvektoren des gegebenen Bravaisgitters berechnet [79]. Das reziproke Gitter ist wieder ein Bravaisgitter mit der Einheit einer inversen Länge. Die Basisvektoren des betrachteten Rechteckgitters mit gleicher Gitterperiode in x- und y-Richtung ( $\Lambda = \Lambda_x = \Lambda_y$ ) sind  $\mathbf{a}_1 = (\Lambda; 0; 0)^T$  und  $\mathbf{a}_2 = (0; \Lambda; 0)^T$ . Die entsprechenden Basisvektoren des reziproken Gitters sind  $\mathbf{g}_1 = (2\pi/\Lambda)\mathbf{u}_x$  und  $\mathbf{g}_2 = (2\pi/\Lambda)\mathbf{u}_y$  mit  $\mathbf{u}_x, \mathbf{u}_y$ -Einheitsvektoren in x- und y-Richtung. Die Basisvektoren des hexagonalen Gitters sind  $\mathbf{a}_1 = (\Lambda, 0, 0)^T$  und  $\mathbf{a}_2 = \Lambda(0, 5; \sin(60^\circ); 0)^T$ . Die entsprechenden Basisvektoren des reziproken Gitters sind:  $\mathbf{g}_1 = (2\pi/[\Lambda \sin(60^\circ)]) \cdot (\sin(60^\circ); -0,5; 0)^T$  und  $\mathbf{g}_2 = (2\pi/[\Lambda \sin(60^\circ)]) \cdot \mathbf{u}_y$ . Die Basisvektoren des reziproken Gitters sind in Abb. 2.7 (c) und (d) für das Rechteckgitter und das hexagonale Gitter jeweils eingezeichnet. Das reziproke Gitter des Rechteckgitters ist wieder ein Rechteckgitter mit der gleichen Achsenausrichtung. Das reziproke Gitter des hexagonalen Gitters ist wieder ein hexagonales Gitter aber mit  $-30^\circ$  um die z-Achse gedrehten Achsen (Abb. 2.7 (d), rote Punkte). Die Bedingung für konstruktive Interferenz für einen bestimmten Einfallswinkel lautet:

$$\mathbf{k}_{i,xy} - \mathbf{k}_{uv,xy} = \mathbf{g}_{uv} \quad (2.5)$$

mit  $\mathbf{k}_{i,xy}$  – die Projektion des einfallenden Wellenvektors auf die xy-Ebene,  $\mathbf{k}_{uv,xy}$  – die Projektion des gebeugten Wellenvektors auf die xy-Ebene und  $\mathbf{g}_{uv} = u\mathbf{g}_1 + v\mathbf{g}_2$  – der zur  $u, v$ -ten Beugungsordnung gehörige Gittervektor. Von Gleichung (2.5) kann eine Bedingung abgeleitet werden, sodass die z-Komponente des gebeugten Wellenvektors imaginär ist, d.h. die gebeugte Welle ist evaneszent. Für ein 0.-Beugungsordnungs-Gitter muss folgende Ungleichung eingehalten werden:

$$\frac{\Lambda}{\lambda} \leq \frac{f_g}{n_1 \sin \theta_i \cos(\varphi - \delta_i) + \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i \sin(\varphi - \delta_i)}} \quad (2.6)$$

mit  $\lambda$  – Wellenlänge im Vakuum,  $n_1$  – Brechungsindex des einfallenden Mediums (Luft),  $n_2$  – Brechungsindex des Substrats,  $\theta_i$  – polarer Einfallswinkel und  $\varphi$  – azimuthaler Einfallswinkel.

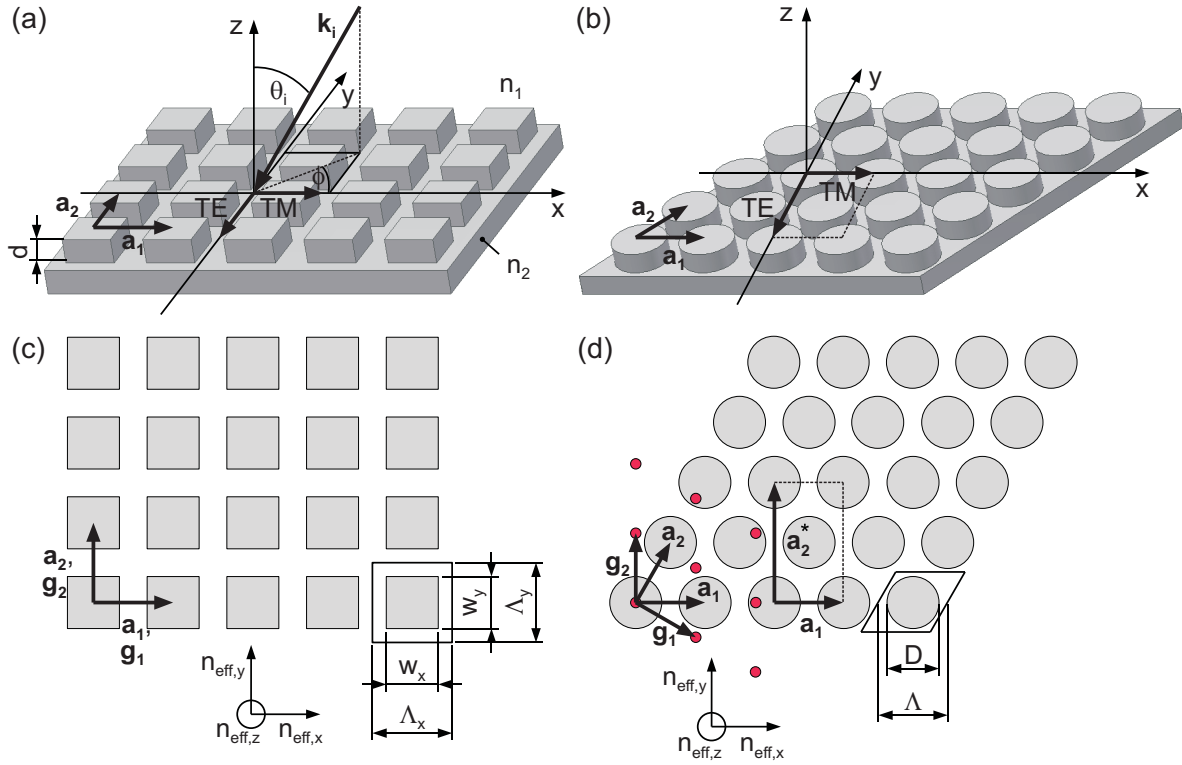


Abbildung 2.7: Binäres Rechteckgitter (a) mit Draufsicht (c). Binäres hexagonales Gitter (b) mit Draufsicht (d). Zeichenerläuterungen siehe Text.

Der Faktor  $f_g$  ist abhängig vom Gittertyp. Für das Rechteckgitter ist  $f_g = 1$ ; für das hexagonale Gitter beträgt  $f_g = 1/\sin(60^\circ) = 1/0,866 = 1,155$ . Der Phasenwinkel  $\delta_i$  ist der Winkel zwischen einem Vektor des reziproken Gitters und dem Basisvektor  $\mathbf{g}_1$ . Die Phasenwinkel des Rechteckgitters sind  $\delta_1 = 0^\circ$  und  $\delta_2 = 90^\circ$ ; die des hexagonalen Gitters betragen  $\delta_1 = 0^\circ$  und  $\delta_2 = 120^\circ$ . Das lineare Gitter besitzt nur einen Basisvektor des reziproken Gitters mit  $\delta_1 = 0^\circ$ . Aus Gleichung 2.6 wird ersichtlich, dass die normierte Gitterperiode  $\Lambda/\lambda$  vom Einfallswinkel, vom Brechungsindex und vom Gittertyp abhängt. Für senkrechten Einfall ( $\theta_i = 0^\circ$ ) gilt  $\Lambda/\lambda \leq f_g/n_2$ ; für beliebigen Einfallswinkel ( $\theta_i = 90^\circ$ ) gilt  $\Lambda/\lambda \leq f_g/(n_1 + n_2)$ . Für einen bestimmten Einfallswinkel  $\theta_i$  unabhängig vom Azimutwinkel  $\varphi$  erscheint das maximale Verhältnis von  $\Lambda/\lambda$  für  $(\varphi - \delta_i) = 0$ :  $\Lambda/\lambda \leq f_g/(n_1 \sin \theta_i + n_2)$ . Die Cutoff-Wellenlänge  $\lambda_c$  ist die Wellenlänge für die Bedingung 2.6 gerade eingehalten wird. Das Verhältnis zwischen Cutoff-Wellenlänge bei hexagonalem Gitter und Rechteckgitter ist:

$$\lambda_{c,\text{hexagonal}} = 0,866 \cdot \lambda_{c,\text{Rechteck}} \quad (2.7)$$

Für beide Gitter ist die TE-Polarisation senkrecht und die TM-Polarisation parallel zur Ebene, die vom Gittervektor  $\mathbf{a}_1$  und der Flächennormalen (z-Richtung) aufgespannt wird.

Die Bestimmung des *effektiven Brechungsindex* ist wichtig für das Design von Antireflexstrukturen [80]. Mit den effektiven Indizes können konventionelle Layerdesignprogramme zur Optimierung und Simulation des Reflexionsverhaltens einer Struktur verwendet werden. Der

effektive Brechungsindex einer binären Struktur ist abhängig von der normierten Gitterperiode  $\Lambda/\lambda$  [81] sowie von der normierten Gittertiefe  $d/\lambda$  [82]. Zur Abschätzung des effektiven Indexes sind aus der Literatur verschiedene Methoden bekannt. In [83] wurde für ein 1D-Gitter eine geschlossene Form für einen effektiven Brechungsindex für die Polarisierungen senkrecht und parallel zu den Rillen für den Fall, dass die beiden geschichteten Medien *unendlich tief* sind, abgeleitet. Diese transzendenten Gleichungen können in eine Taylorreihe entwickelt werden. Abbruch der Reihe nach dem ersten Glied ergibt die Effektiv-Medium-Theorie (EMT) 0. Ordnung. Dabei ist der Exponent der normierten Gitterperiode 0, d.h. die Abhängigkeit des effektiven Indexes von der normierten Gitterperiode wird vernachlässigt. Daher gilt diese Theorie für das *quasistatische Limit* ( $\Lambda/\lambda \rightarrow 0$ , d.h.  $\omega \rightarrow 0$ ). Bei der EMT 2. Ordnung wird die normierte Gitterperiode in der zweiten Potenz berücksichtigt (siehe Anhang F).

Eine 2-dimensionale Struktur besitzt eine Modulation des Brechungsindex in zwei Dimensionen. In [81] wurde gezeigt, dass eine solche Struktur mit Hilfe der EMT als zweiachsiges Medium beschrieben werden kann. Für den Spezialfall, dass beide Gittervektoren ( $\mathbf{a}_1$  und  $\mathbf{a}_2$ ) die gleiche Länge haben ( $\Lambda_x = \Lambda_y$ ), wird die 2-dimensionale Rechteckstruktur zu einem einachsigen Medium mit der optischen Achse senkrecht zur Oberfläche, d.h.  $n_{eff,x} = n_{eff,y}$  (Abb. 2.7 (c)). Ein hexagonales Gitter kann ebenfalls als Rechteckgitter beschrieben werden mit zwei verschiedenen Gitterperioden in x- und y-Richtung (Abb. 2.7 (d)). Obwohl die Gittervektoren des hexagonalen Gitters  $\mathbf{a}_1$  und  $\mathbf{a}_2^*$  verschiedene Länge haben, ist der effektive Brechungsindex in x- und y-Richtung ebenfalls gleich. Daher kann ein hexagonales Gitter ebenfalls als einachsiges Medium mit der optischen Achse senkrecht zur Oberfläche aufgefasst werden. Die Methode, die in dieser Arbeit verwendet wird, um den effektiven Index eines 2-dimensionalen Gitters abzuschätzen, basiert auf der in [81] beschriebenen. Darauf wird in Kapitel 4 näher eingegangen. Der effektive Brechungsindex wird dabei durch Vergleich der Reflektivität einer strukturierten Schicht bei variablem Füllfaktor und der Reflektivität einer homogenen Schicht bei variablem Brechungsindex bestimmt. Dabei wird die Reflektivität der strukturierten Schicht mittels RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis) [84, 85] berechnet und die der homogenen Schicht mittels EMT. Daher wird die Genauigkeit dieser Berechnung durch die Anzahl der bei der RCWA-Berechnung einbezogenen Rayleigh-Ordnungen bestimmt. Obwohl bei dieser Methode die Abhängigkeit des effektiven Indexes von der Schichttiefe vernachlässigt wird, ist sie dennoch für eine erste Abschätzung des effektiven Indexes ausreichend.

In [86] und [87] wurden die effektiven Indizes mit Hilfe eines rigorosen Ansatzes bestimmt. Mit diesen Methoden kann auch die Abhängigkeit des effektiven Indexes von der Tiefe der Struktur mit berücksichtigt werden. Aber die Implementierung dieser Methoden erfordert einen hohen programmtechnischen Aufwand: Die Struktur muss in ihre Fourierkomponenten zerlegt werden, in der gleichen Weise, wie dies im RCWA-Algorithmus enthalten ist. Um den effektiven Brechungsindex zu bestimmen, müssen die Fourierreihen abgebrochen werden. Daher wird die Genauigkeit des Brechungsindex bei diesen Methoden ebenfalls durch die Anzahl der mitgenommen Rayleigh-Ordnungen bestimmt.





## 3 Untersuchungen zu THz-Optiken

Schwerpunkt dieses Kapitels ist die Entwicklung von THz-Optiken zur hochauflösenden Abbildung großer Felder mit gepulster THz-Strahlung, was der Entwicklung von Linien- und Flächendetektoren Rechnung trägt. So werden im ersten Abschnitt Spiegeloptiken auf ihre Eignung für diese Aufgabe untersucht. Daraufhin zeigte sich die Notwendigkeit des Einsatzes von Linsen und damit der Suche nach geeigneten Linsenmaterialien. In Abschnitt 3.2 werden zunächst prinzipielle Abschätzungen zum Auflösungsvermögen mit THz-Strahlung durchgeführt. Anhand der Abbildungseigenschaften einer Kataloglinse für den THz-Bereich wird das Verhältnis von geometrisch-optischen Aberrationen zur Beugung im THz-Bereich geklärt. Es zeigt sich, dass eine Optimierung der Linsen für eine beugungsbegrenzte Abbildung erforderlich ist. Mithilfe der physikalisch-optischen Tools in ZEMAX wird der Einfluss von Aberrationen und der Verschiebung der Bildebene auf die Abbildung einzelner Ortsfrequenzen untersucht. Danach werden in Abschnitt 3.3 die Ergebnisse zu den Untersuchungen eines geeigneten Materials für THz-Optiken zusammengefasst, worauf sich die nachfolgenden Optiken beziehen. In Abschnitt 3.4 wird eine THz-Optik für ein 8-Kanal-eos-Detektionssystem mit ZEMAX analysiert und optimiert, bei der Spiegel und Linsen kombiniert wurden. Anhand dieser Optik werden die Anforderungen an die Beleuchtungs- bzw. Abbildungsoptik für die gepulste THz-Strahlung abgeleitet. Es wird gezeigt, wie eine Asphärisierung der Linsenflächen zu einer besseren Abbildungsleistung und einer reduzierten Linsendicke führt. Die Abbildungseigenschaften des realisierten Systems wurden anhand verschiedener Auflösungstests untersucht. Die Ergebnisse wurden mit den in ZEMAX zur Verfügung stehenden Simulationstools verglichen. Es wird gezeigt, dass die Schwerpunktwellenlänge zur Abschätzung des zeitlichen Auflösungsvermögens verwendet werden kann. Da nun bekannt war, dass sich die THz-Optiken mit ZEMAX optimieren lassen, werden in den Abschnitten 3.5 und 3.6 zwei weitere Designs für die Abbildung noch größerer Felder für eine 128-Kanal-THz-Antenne vorgestellt, wobei im letzteren eine extrem hohe Auflösung durch die Verwendung von Silizium als Linsenmaterial erzielt werden kann.

### 3.1 Untersuchungen zu Spiegeloptiken

Spiegel sind achromatisch und nahezu verlustfrei, d.h. sie weisen weder die inhärenten Fresnel-verluste von Linsen noch Absorption durch das Linsenmaterial auf. Für Paraboloid- und Ellipsoidspiegel ist die Abbildung für einen Objektpunkt im objektseitigen Brennpunkt ideal.

Jedoch kommt es bei Systemen mit zentraler Abschattung, wie zum Beispiel einem Cassegrain-Teleskop, zum Abblocken der mittleren Ortsfrequenzen [88]. Die selbstkorrigierende Spiegelanordnung nach Offner ist nur für kleine Aperturen ideal [89]. Bei Schiefspiegeln, d.h. Spiegelanordnungen ohne zentrale Abschattung, kann ebenfalls nur eine kleine Apertur verwendet werden. Dazu zählen auch die sogenannten Off-axis-Paraboloidspiegel (OAPMs - Off axis Parabolic Mirrors), die frei von sphärischer Aberration sind. Die größte Apertur bei einer vorgegebenen Brennweite ermöglichen 90°-OAPMs mit einer Strahlablenkung von 90°.

Ein weiteres Problem bei der Verwendung von Spiegeln sind die Abbildungsfehler, die mit steigendem Abstand des Objektpunktes von der optischen Achse größer werden. Analytische Ausdrücke für den Wellenfrontfehler von Off-axis-Paraboloiden sind angegeben in [90, 91]. In diesen Artikeln wird gezeigt, dass Astigmatismus und Koma inhärente Abbildungsfehler aufgrund der außeraxialen Anordnung sind. Diese analytischen Ausdrücke sind aber nicht sehr anschaulich und die resultierenden Abbildungsfehler verschiedener Anordnungen von OAPMs sind nicht einfach damit abzuschätzen. Die Anordnung der Spiegel in THz-Systemen erfolgt meist aus Platzgründen. Da das Objekt bisher nur punktwise gescannt wurde, war nur die Bildqualität auf der optischen Achse interessant, welches für die verwendeten Parabolspiegelpaare bzw. Ellipsoidspiegel immer ideal punktförmig ist. Deshalb gab es bis jetzt keine Untersuchung wie sich verschiedene Anordnungen der OAPMs auf die außeraxiale Abbildungsqualität auswirken. Die folgende Untersuchung zeigt, dass die Anordnung der OAPMs großen Einfluss auf die resultierenden geometrisch-optischen Aberrationen hat. Dabei wird eine Anordnung mit minimalen Aberrationen abgeleitet, bei der sich die Abbildungsfehler weitgehend kompensieren. Eine optimale Anordnung für Off-axis-Ellipsoidspiegel wurde für quasi-optische Systeme in [92] durch eine Gaußmodenanalyse hergeleitet. Es wurde gezeigt, wie die Störung des gaußschen Strahls durch Off-axis-Ellipsoid- und -Paraboloidspiegel zu Modenkonversionen führt, da Intensität in Moden höherer Ordnung gestreut wird. Eine Konfiguration mit minimaler Störung wurde abgeleitet. Aus dieser Analyse sind aber die geometrisch-optischen Aberrationen, die mit der Abbildung größerer Felder verbunden sind, nicht ersichtlich. Hier steht die Frage, ob eine optimale Anordnung nicht einfacher, d.h. aufgrund der Minimierung der geometrisch-optischen Aberrationen, abgeleitet werden kann und, ob diese mit der durch Gaußmodenanalyse abgeleiteten übereinstimmt.

Im Folgenden werden zunächst die inhärenten Aberrationen eines einzelnen OAPMs mit den in ZEMAX zur Verfügung stehenden Tools untersucht. Dann werden die resultierenden Aberrationen verschiedener Anordnungen der Paraboloidspiegel abgeleitet. Weiterhin wird untersucht, ob es eine Möglichkeit zur Optimierung der Spiegelform gibt.

**Aberrationen eines einzelnen 90°-Off-axis-Paraboloidspiegels.** Die folgenden Untersuchungen beziehen sich auf einen Off-axis-Paraboloidspiegel von Melles Griot mit einer axialen Brennweite von 59,7 mm, einem Reflexionswinkel von 90° und einer Off-axis-Brennweite von 119,4 mm (Brennweite bei 90° Strahlablenkung). Der Spiegel besitzt eine freie Öffnung

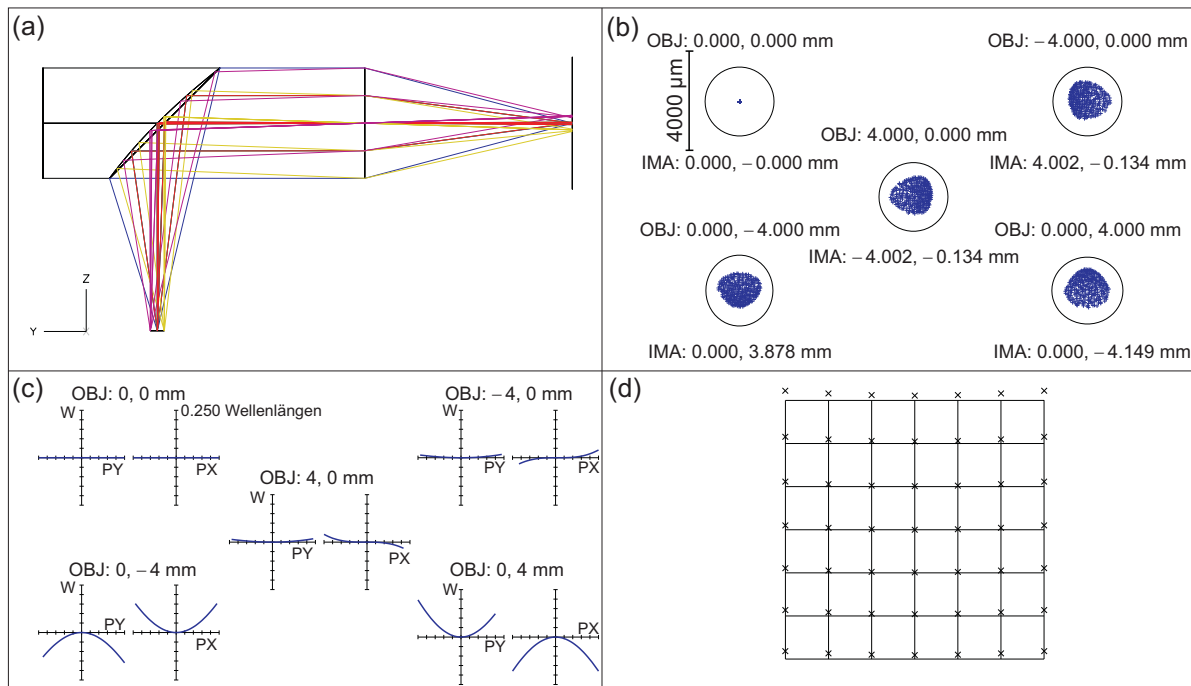


Abbildung 3.1: Abbildungseigenschaften eines Off-axis-Paraboloiden: (a) Strahlengang, (b) und (c) Spotdiagramm bzw. optische Weglängendifferenz bei jeweils 750 µm Wellenlänge und (d) Gitterverzeichnung (Feld: 8x8 mm<sup>2</sup>).

von 63,5 mm. Als Wellenlänge für die Untersuchung wurde 750 µm gewählt. Dies entspricht 0,4 THz und liegt im Bereich der maximalen Amplitude des Spektrums der THz-Pulse. Abbildung 3.1 zeigt den Strahlengang und die Abbildungsleistung einer Anordnung eines OAPMs und einer idealen Linse. Das Koordinatensystem ist ebenfalls eingezeichnet: die positive y-Achse des rechtshändigen Koordinatensystems zeigt nach links, die positive x-Achse zeigt in die Zeichenebene hinein und die z-Achse zeigt in die Richtung der optischen Achse. Neben dem Achspunkt werden die Feldpunkte  $(x, y) = (-4 \text{ mm}, 0)$ ;  $(4 \text{ mm}, 0)$ ;  $(0, -4 \text{ mm})$ ;  $(0, 4 \text{ mm})$  untersucht.

Zur Bewertung der Beugungsbegrenztheit des Systems dient als erstes das *Spotdiagramm*. Dieses zeigt neben dem Zerstreuungskreis durch geometrisch-optische Aberrationen das Airy-Scheibchen. Dieses wird auf Basis der numerischen Apertur (NA) im Bildraum berechnet. Ein System wird als beugungsbegrenzt bezeichnet, wenn der Zerstreuungskreisdurchmesser kleiner als der Durchmesser des Airy-Scheibchens ist. Der Radius des Airy-Scheibchens ist die 1. Nullstelle des Fraunhoferschen Beugungsbildes einer kreisförmigen Apertur.

Das Spotdiagramm zeigt, dass die Abbildung für den Achspunkt ideal punktförmig ist und für die betrachteten außeraxialen Feldpunkte das System bei 750 µm Wellenlänge noch beugungsbegrenzt ist. Für kleinere Wellenlängen dominieren dann die geometrisch-optischen Aberrationen. Um die Abbildungsfehler zu klassifizieren, wird die OPD (optical path difference - optische Weglängendifferenz) verwendet. Die OPD zeigt Schnitte durch die Wellenfront in Richtung der x- und y-Achse in der Austrittspupille. Das Maximum der Skale wurde auf eine

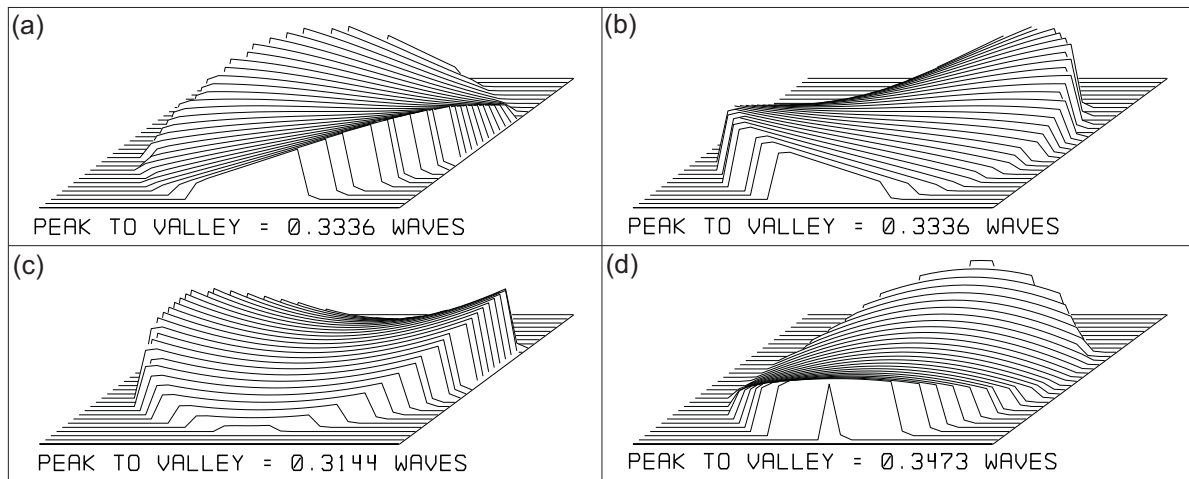


Abbildung 3.2: Wellenfronten in der Austrittspupille des Systems OAPM–ideale Linse bei jeweils 750 µm Wellenlänge für die Feldpunkte (a) bis (d): (−4 mm, 0); (4 mm, 0); (0, −4 mm) und (0, 4 mm).

viertel Wellenlänge gesetzt. Ein System wird ebenfalls als beugungsbegrenzt bezeichnet, wenn die Wellenfrontabweichung kleiner als eine viertel Wellenlänge ist. Die Analyse der OPD zeigt deutlich den Astigmatismus für die Feldpunkte (0, −4 mm) und (0, 4 mm). Für den Feldpunkt (0, 4 mm) ist die Wellenfront in y-Richtung (tangential) zu stark gekrümmt, wohingegen die Krümmung in x-Richtung (sagittal) zu schwach ist. Deshalb liegt der Fokus der tangentialen Strahlen vor dem idealen Fokus, während der Fokus der sagittalen Strahlen hinter dem idealen Fokus liegt. Für den Feldpunkt (0, −4 mm) ist diese Beziehung umgekehrt. Nach dem OPD-Diagramm sind die Wellenfrontaberrationen für die Feldpunkte (−4 mm, 0) und (4 mm, 0) sehr gering. Dies ist aber nicht in Übereinstimmung mit dem Spotdiagramm. Dieses zeigt, dass die Wellenfrontaberrationen in x-Richtung in der gleichen Größenordnung wie die in y-Richtung sein müssen. Die Ursache dafür ist, dass der Astigmatismus für die Feldpunkte in x-Richtung um 45° gedreht ist. Diese Aberrationen kann man nur durch eine vollständige Aufzeichnung der Wellenfront sehen. Abbildung 3.2 zeigt die Wellenfronten für die außeraxialen Feldpunkte in der Austrittspupille. Die oberen Abbildungen zeigen den Astigmatismus unter 45°.

Die Gitterverzeichnung ist ebenfalls mit in Abb. 3.1 angegeben. Die Gitterbreite beträgt in beide Richtungen 8 mm. Das System hat eine bogenförmige Verzeichnung, was typisch für Systeme mit außeraxialer Apertur ist [93]. Hier ist die Verzeichnung nur in y-Richtung ausgebildet. Die maximale Verzeichnung tritt für den Feldpunkt (4 mm, 4 mm) auf und beträgt 5,28%. Die Verzeichnung des Systems wird durch die Darstellung eines durch das System abgebildeten Gitternetzes veranschaulicht.

Für eine quantitative Analyse des Wellenfrontfehlers werden im folgenden Zernikekoeffizienten (in ZEMAX: Zernike Fringe Coefficients) verwendet. Die Beziehung zwischen Zernikepolynomen und Aberrationen 3. Ordnung wurde in [94] abgeleitet. Die Zernikekoeffizienten mit dem höchsten Anteil am Aberrationspolynom sind Z5 und Z6 für den Astigmatismus unter 0° bzw. 45°. Tabelle 3.1 enthält die Werte dieser Koeffizienten. Die anderen Aberrationen sind

eine Größenordnung kleiner als der maximale Astigmatismus und wurden der Übersichtlichkeit halber nicht mit angegeben.

Tabelle 3.1: Zernikekoeffizienten Z5 und Z6 für einen einzelnen OAPM

| Koeffizient | Bezeichnung | (−4 mm; 0)    | (4 mm; 0)    | (0; −4 mm)   | (0; 4 mm)     |
|-------------|-------------|---------------|--------------|--------------|---------------|
| Z5          | Astig. @0°  | −0,011        | −0,011       | <b>0,167</b> | <b>−0,190</b> |
| Z6          | Astig. @45° | <b>−0,178</b> | <b>0,178</b> | 0,000        | 0,000         |

**Korrektionsmöglichkeiten der Abbildungsfehler von OAPMs.** Wenn die paraxiale Linse in Abb. 3.1 durch eine Einzellinse ersetzt wird, kann nur die sphärische Aberration korrigiert werden, die diese selbst einführt. Dies geschieht durch eine Asphärisierung der Linse. Dadurch kann der Achspunkt dann wieder ideal punktförmig abgebildet werden. Die Einzellinse kann aber nicht den inhärenten Astigmatismus der äußeren Feldpunkte korrigieren. Der inhärente Astigmatismus kann ebenfalls nicht korrigiert werden, indem für den Spiegel selbst verschiedene konische Konstanten in x- und y-Richtung verwendet werden. Zur Korrektur benötigt jeder Feldpunkt eine eigene konische Konstante in x- und y-Richtung. Eine Verbesserung der Abbildungsqualität für einen Feldpunkt würde dann zu einer Verschlechterung der Abbildungsqualität für einen anderen Feldpunkt führen. Eine geschickte Anordnung der OAPMs könnte aber die gleichen Aberrationen mit umgekehrtem Vorzeichen einführen, sodass ein großer Teil der Abbildungsfehler ausgelöscht wird. Im Folgenden wird auf diese Möglichkeit genauer eingegangen.

**Anordnung zweier OAPMs mit gemeinsamer Achse der Grundparaboloide.** Diese Anordnung und die resultierenden Abbildungseigenschaften zeigt Abb. 3.3. Das Grundparaboloid ist das zum jeweiligen Off-axis-Paraboloid gehörige Paraboloid mit axialer Apertur. Das Spotdiagramm zeigt, dass das Bild für alle Feldpunkte beugungsbegrenzt ist. Das OPD-Diagramm zeigt, dass die Wellenfrontaberrationen nur einen sehr kleinen Anteil der Wellenlänge betragen. Die Analyse der Zernikekoeffizienten (siehe Tabelle 3.2) bestätigt dieses Ergebnis: Der 45°-Astigmatismus für die x-Richtung und der 0°-Astigmatismus für die y-Richtung löschen sich zum größten Teil aus. Ein kleiner Anteil 0°-Astigmatismus bleibt für alle Feldpunkte erhalten, was zu einem fadenförmigen Punktbild in y-Richtung für alle außeraxialen Feldpunkte führt. Die Optik ist dann bis mindestens 100  $\mu\text{m}$  Wellenlänge beugungsbegrenzt. Eine Grafik hierzu wurde im Artikel [95] gezeigt. Der Nachteil dieser Anordnung ist jedoch, dass sich

Tabelle 3.2: Zernikekoeffizienten Z5 und Z6 zweier OAPMs mit gemeinsamer Achse ihrer Grundparaboloide

| Koeffizient | Bezeichnung | (−4 mm, 0)    | (4 mm, 0)     | (0, −4 mm)    | (0, 4 mm)     |
|-------------|-------------|---------------|---------------|---------------|---------------|
| Z5          | Astig. @0°  | <b>−0,012</b> | <b>−0,012</b> | <b>−0,008</b> | <b>−0,009</b> |
| Z6          | Astig. @45° | 0,000         | 0,000         | 0,000         | 0,000         |

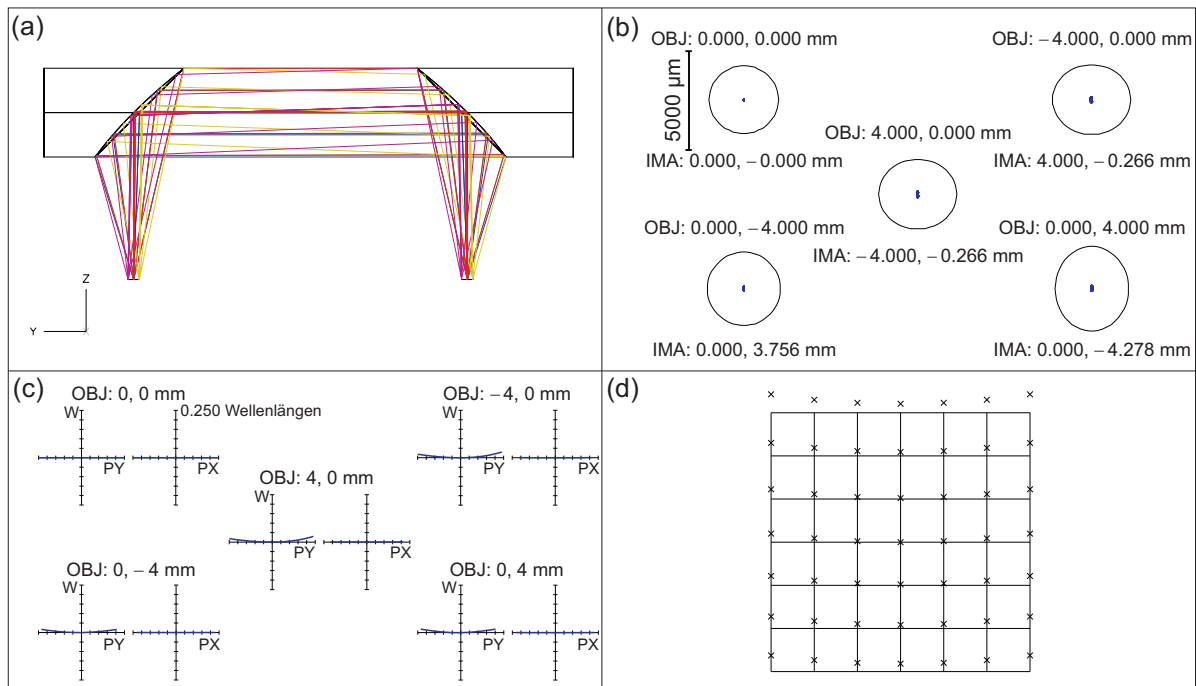


Abbildung 3.3: Abbildungseigenschaften zweier OAPMs mit gemeinsamer Achse der Grundparaboloide. (Diagramme und Parameter wie in Abb. 3.1)

die Verzeichnungen der Einzelparaboloide addieren, was zu einer ebenfalls bogenförmigen Gesamtverzeichnung führt (Abb. 3.3 (d)). Das Maximum beträgt 10,09% für die Feldpunkte  $(-4 \text{ mm}, 4 \text{ mm})$  und  $(4 \text{ mm}, 4 \text{ mm})$ .

**Um  $90^\circ$  um die gemeinsame Achse verdrehte OAPMs.** Strahlengang und Abbildungseigenschaften dieser Konfiguration zeigt Abbildung 3.4. Die Abbildungsqualität ist etwas schlechter als für einen einzelnen OAPM. Dieses System ist beugungsbegrenzt bis zu einer Objekthöhe von 2,7 mm in x- und y-Richtung. Die Analyse der Zernikekoeffizienten (Tabelle 3.3) zeigt, dass nun der  $0^\circ$ - und der  $45^\circ$ -Astigmatismus für jeden Feldpunkt auftreten. Die Gitterverzeichnung zeigt, dass die bogenförmige Verzeichnung nun in x- und y-Richtung präsent ist. Die maximale Verzeichnung beträgt 8,13% für den Feldpunkt  $(-4 \text{ mm}, 4 \text{ mm})$ .

Tabelle 3.3: Zernikekoeffizienten Z5 und Z6 zweier OAPMs, die um  $90^\circ$  um ihre gemeinsame optische Achse verdreht sind.

| Koeffizient | Bezeichnung         | $(-4 \text{ mm}, 0)$ | $(4 \text{ mm}, 0)$ | $(0, -4 \text{ mm})$ | $(0, 4 \text{ mm})$ |
|-------------|---------------------|----------------------|---------------------|----------------------|---------------------|
| Z5          | Astig. @ $0^\circ$  | <b>0,150</b>         | <b>-0,170</b>       | <b>0,152</b>         | <b>-0,153</b>       |
| Z6          | Astig. @ $45^\circ$ | <b>-0,163</b>        | <b>0,157</b>        | <b>0,152</b>         | <b>-0,154</b>       |

**Um  $180^\circ$  um die gemeinsame Achse verdrehte OAPMs.** Abbildung 3.5 zeigt, dass das Bild für die betrachteten Feldpunkte nicht mehr beugungsbegrenzt ist. Die Analyse der Zernikekoeffizienten (Tabelle 3.4) zeigt, dass sich für diesen Fall der  $0^\circ$ - und der  $45^\circ$ -Astigmatismus jeweils addieren. Für diesen Fall löscht sich die Gitterverzeichnung gegenseitig aus. Eine Analyse der

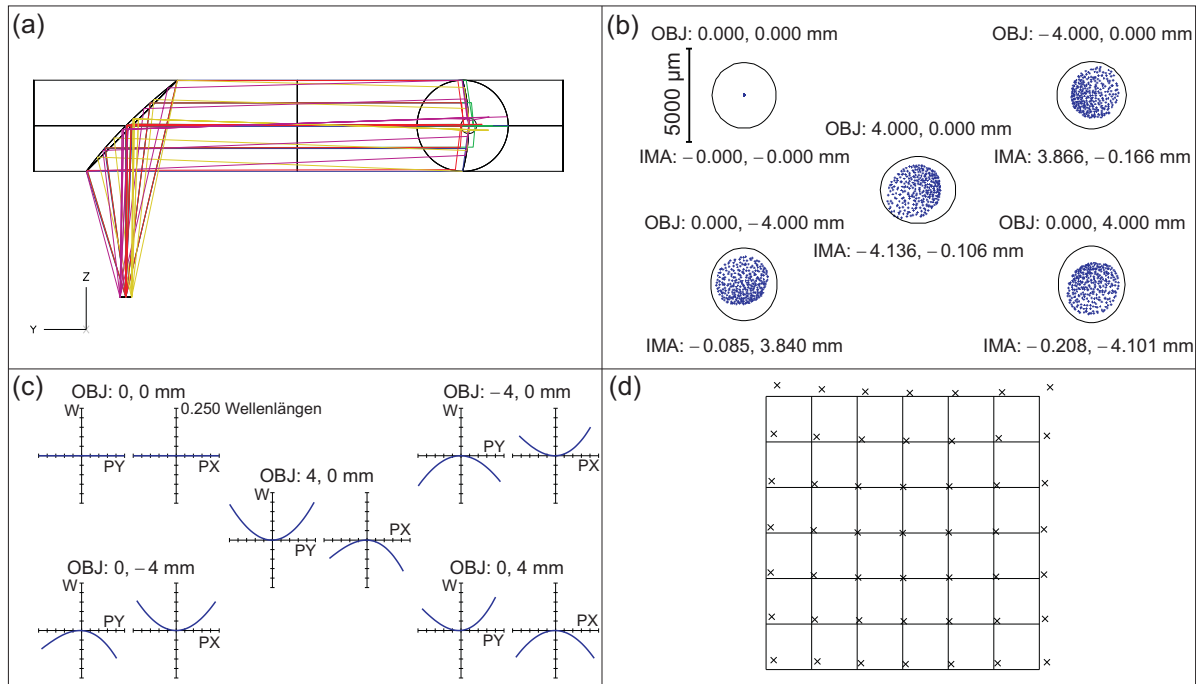


Abbildung 3.4: Abbildungseigenschaften zweier um  $90^\circ$  verdrehter OAPMs. (Diagramme und Parameter wie in Abb. 3.1)

Bildfeldwölbung zeigte, dass tangentialer und sagittaler Bildort für die äußersten Feldpunkte 16 mm auseinanderfallen. Für diese Anordnung der Off-axis-Paraboloide ist das Bild nur bis zu einem Feld von 2 mm in  $x$ - und  $y$ -Richtung beugungsbegrenzt.

Werden also zwei Off-axis-Paraboloidspiegel so angeordnet, dass die Achse ihrer Grundparaboloide zusammenfällt, löschen sich die Abbildungsfehler größtenteils aus. Diese Konfiguration stimmt mit der Konfiguration der minimalen Störung der Gaußmodenausbreitung in [92] überein. Die optimale Konfiguration kann also einfacher durch geometrisch-optische Betrachtungen abgeleitet werden. Darüber hinaus wird aber bei den hier durchgeführten Betrachtungen sichtbar, dass diese Konfiguration mit einer starken Verzeichnung behaftet ist. Diese beträgt bereits für eine Feldgröße von 4 mm ca. 10%. Da die Verzeichnung bekannt ist, könnte sie bei der Aufnahme eines Bildes mit dieser Spiegelanordnung korrigiert werden. Im Experiment hat sich jedoch gezeigt, dass diese Konfiguration schwierig zu realisieren ist, da hierfür Emitter und Detektor sehr eng beieinander platziert werden müssen.

Bei Drehung des zweiten Spiegels um  $180^\circ$  um die gemeinsame Achse der Anordnung addiert sich der Astigmatismus beider Spiegel, sodass der größte Anteil von Astigmatismus entsteht und die Abbildung für die hier betrachteten äußersten Feldpunkte nicht mehr beugungsbegrenzt ist. Diese Anordnung eignet sich auf keinen Fall für die Abbildung größerer Felder mittels THz-Strahlung. Der Astigmatismus wächst mit der Feldgröße. Je größer das Objekt, desto größer sind die Abbildungsfehler.

Weiterhin hat sich gezeigt, dass die Paraboloidspiegel sehr viel Platz einnehmen, was der Realisierung kompakter THz-Systeme entgegensteht: Ein  $90^\circ$ -Off-axis-Paraboloid mit gleicher

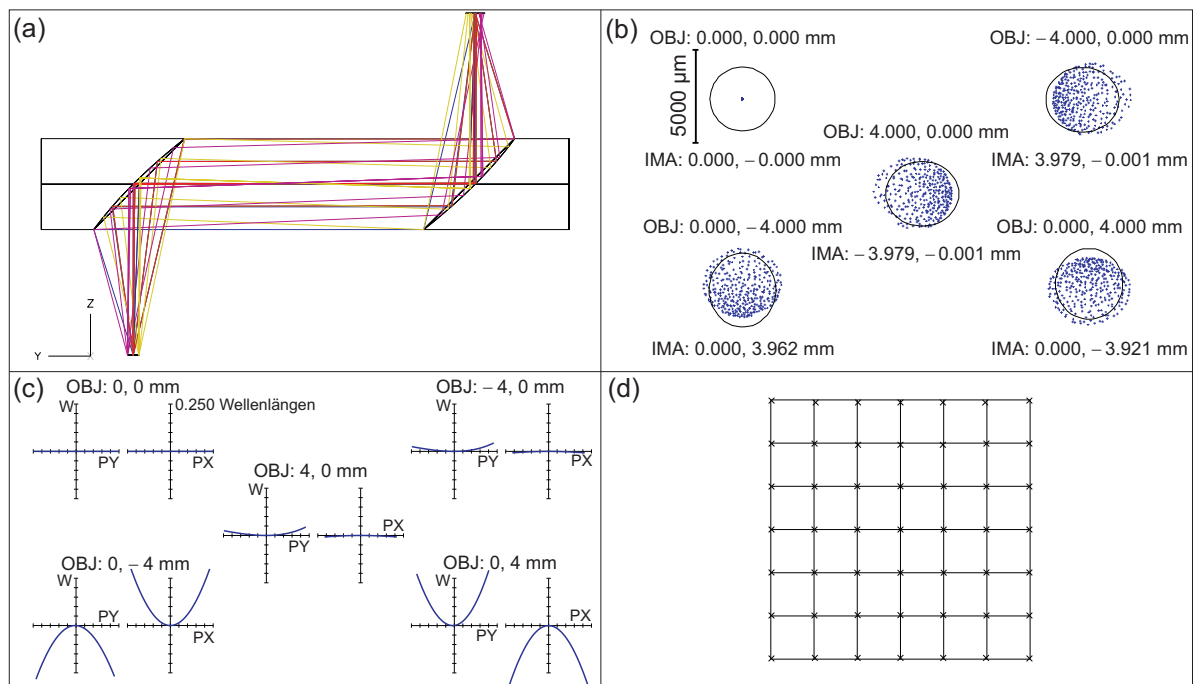


Abbildung 3.5: Abbildungseigenschaften zweier um 180° verdrehter OAPMs. (Diagramme und Parameter wie in Abb. 3.1)

Brennweite wie eine Linse der gleichen Öffnung benötigt die Hälfte des Durchmessers mehr Platz, was sich einfach durch die parabolische Form ergibt. Dieser Platz steht dann nicht mehr für die zu untersuchende Probe zur Verfügung. Für den hier untersuchten 90°-OAPM sind das ca. 32 mm. Außerdem muss die Fassung der Spiegel außeraxial angebracht sein, was ebenfalls den Platzbedarf von Spiegelanordnungen erhöht.

Insgesamt sind Spiegelanordnungen nicht für die Abbildung großer Felder mittels breitbandiger THz-Pulse geeignet, da die Nachteile (je nach System Platzbedarf, Aberrationen, Übertragungsverhalten der Ortsfrequenzen) die Vorteile von Spiegelanordnungen deutlich überwiegen. Aus diesen Gründen folgen Untersuchungen von THz-Optiken mit Linsen.

Tabelle 3.4: Zernikekoeffizienten Z5 und Z6 zweier OAPMs, die um 180° um ihre gemeinsame optische Achse verdreht sind.

| Koeffizient | Bezeichnung | (−4 mm, 0)    | (4 mm, 0)    | (0, −4 mm)   | (0, 4 mm)     |
|-------------|-------------|---------------|--------------|--------------|---------------|
| Z5          | Astig. @0°  | −0,023        | −0,023       | <b>0,306</b> | <b>−0,316</b> |
| Z6          | Astig. @45° | <b>−0,320</b> | <b>0,320</b> | 0,000        | 0,000         |

## 3.2 Abbildungseigenschaften einer Einzellinse

In diesem Abschnitt wird das erreichbare Auflösungsvermögen der in Kapitel 2 bereits erwähnten Thorlabs®-Linse (Parameter siehe Tab. 3.5) untersucht. Zunächst werden anhand dieser Linse prinzipielle Abschätzungen zur Zweipunktauflösung im THz-Bereich vorgenommen.



Tabelle 3.5: Kenndaten der Thorlabs®-Linse.

| Durchmesser | Material | Brechungsindex | Brennweite |
|-------------|----------|----------------|------------|
| 50 mm       | Teflon®  | 1,437          | 91,5 mm    |

Danach zeigen Untersuchungen mit ZEMAX, dass selbst bei dieser Linse mit einer relativ kleinen Apertur die Abbildung für den Achspunkt nicht mehr beugungsbegrenzt ist. Danach wird die Linse mit ZEMAX so optimiert, dass die Abbildungsqualität beugungsbegrenzt ist. Die Abbildungseigenschaften der Thorlabs®-Linse und der optimierten Linse werden verglichen. Am Ende dieses Abschnitts werden charakteristische Abbildungseigenschaften der gepulsten THz-Strahlung, d.h. von breitbandiger kohärenter Strahlung, mit den in ZEMAX vorhandenen physikalisch-optischen Tools untersucht.

Für die spektrale Bandbreite eines THz-Pulses von 0,1–3 mm ist die Apertur der Linse ca. 17–500-mal größer als die Wellenlänge. Dies bedeutet, dass für das kurze Wellenlängenende der Linsendurchmesser wesentlich größer als die Wellenlänge ist und somit das geometrisch-optische Modell angewendet werden kann, und nur für die langen Wellenlängen Beugungseffekte dominieren. Später wird sich zeigen, dass der spektrale Anteil der Wellenlängen, für den Beugungseffekte dominieren, durch den Optimierungsprozess immer geringer wird, wodurch sich das Problem von einem quasi-optischen zu einem optischen verlagert. Bezogen auf den in Abschnitt 2.3.1 erwähnten Artikel von O’Sullivan [30] bedeutet dies, dass das Nahfeld mit den paraxialen wellenoptischen Tools für Wellenlängen größer als  $833\text{ }\mu\text{m}$  sicher vorhergesagt werden kann (Linsendurchmesser größer als  $60\lambda$ ). Das Fernfeld kann über den gesamten Spektralbereich sicher vorhergesagt werden (Linsendurchmesser größer als  $6\lambda$ ).

Der Brechungsindex von Teflon® wurde durch eigene Messungen zu 1,437 bestimmt und wird für die folgenden Berechnungen angesetzt. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem von Winnewisser bestimmten Wert von 1,440 [12]. Mit diesem Brechungsindex ergibt sich eine Brennweite der Linse von 91,5 mm. Hier zeigt sich bereits, wie sich die Unsicherheit des Brechungsindex auswirkt: Im Thorlabs®-Katalog wird die Brennweite mit 100 mm angegeben, da von einem Brechungsindex von 1,4 für Teflon® ausgegangen wird. Untersuchungen zum Einfluss des Brechungsindex folgen später in den Abschnitten 3.4 und 3.5.

Eine einfache Möglichkeit zur Abschätzung des Auflösungsvermögens im THz-Bereich mit der oben genannten Linse ist die Berechnung der Zweipunktauflösung nach dem Rayleigh- bzw. Sparrowkriterium. Beim Rayleighkriterium gelten zwei Punkte als aufgelöst, wenn das zentrale Intensitätsmaximum des einen Beugungsmusters in der ersten Nullstelle des anderen liegt. Dieses Auflösungskriterium kann aber nicht im kohärenten Fall angewendet werden, da sich hier die Amplituden und nicht die Intensitäten addieren. Beim Sparrowkriterium muss die gemeinsame Funktion entlang ihrer Verbindungslinie ein Minimum besitzen, sodass dieses Kriterium in beiden Fällen angewendet werden kann. Mit den Parametern in Tab. 3.6 ergeben sich die in Tab. 3.7 angegebenen Zweipunktauflösungen. Diese gelten für eine ideale Linse und stellen somit die oberste Grenze dar.

Tabelle 3.6: Berechnungsparameter zur Bestimmung des Auflösungsvermögens.

| Abbildungsmaßstab | Wellenlänge       | NA    | Öffnungswinkel |
|-------------------|-------------------|-------|----------------|
| –1                | 300 $\mu\text{m}$ | 0,135 | 7,8°           |

Tabelle 3.7: Zweipunktauflösungen nach verschiedenen Kriterien für eine ideale Linse.

| Auflösungskriterium | Beleuchtung | Formel                        | Zweipunktauflösung |
|---------------------|-------------|-------------------------------|--------------------|
| Rayleigh            | inkohärent  | $\delta r = 0,61\lambda / NA$ | 1,36 mm            |
| Sparrow             | inkohärent  | $\delta r = 0,47\lambda / NA$ | 1,04 mm            |
| Sparrow             | kohärent    | $\delta r = 0,73\lambda / NA$ | 1,62 mm            |

Um das System mit einzelnen Ortsfrequenzen testen zu können, wurde in ZEMAX das Physical Optics Propagation (POP)-Tool verwendet. Mit diesem Tool kann die kohärente Ausbreitung einzelner Ortsfrequenzen in Fresnelnäherung des Kirchhoffschen Beugungsintegrals simuliert werden [73]. Die numerische Aufbereitung dieser Methode ist in [96] beschrieben. Schneller ist jedoch die Berechnung der Kontrastübertragungsfunktion mittels FFT-MTF (Fast Fourier Transformation-Modulation Transfer Function)-Tool in ZEMAX, was aber nur für inkohärente Beleuchtung gilt. Für die ideale Linse liefert dieses eine Grenzfrequenz von 0,9 Linienpaaren/mm (LP/mm) (maximale Periode 1,1 mm). Die Grenzfrequenz bei kohärenter Bildentstehung ist halb so groß wie bei inkohärenter Bildentstehung und beträgt für diesen Fall 0,45 LP/mm. Um einzelne Ortsfrequenzen mittels POP-Tools durchrechnen zu können, wurde eine entsprechende DLL geschrieben. Die maximal auflösbare Ortsfrequenz der idealen Linse bei Simulation mittels POP-Tools beträgt 0,45 LP/mm, was dessen Anwendbarkeit für den Test einzelner Ortsfrequenzen belegt. Strahlengang und Spotdiagramm der Kataloglinse zeigen Abb. 3.6 (a) bzw. (c). Das Bild wird am paraxialen Bildort aufgefangen. Nach der linearen Systemtheorie entsteht hier das Fernfeldbeugungsmuster, welches nun durch die geometrisch-optischen Aberrationen gestört ist. Das Spotdiagramm zeigt, dass bei 300  $\mu\text{m}$  Wellenlänge der Zerstreungskreis durch geometrisch-optische Aberrationen deutlich größer als das Airy-Scheibchen ist. Die Wellenfrontaberration beträgt hier fast 1,5 Wellenlängen. Ursache der schlechten Abbildungsleistung ist hauptsächlich die sphärische Aberration. Die Linse ist für diese Konfiguration nicht optimiert. Weiterhin spielt der geringe Brechungsindex von Teflon<sup>®</sup> eine Rolle für die schlechte Abbildungsqualität. Die Durchrechnung einzelner Ortsfrequenzen zeigt, dass das Original nicht mehr aufgelöst werden kann (Abb. 3.6 (e)). Bei Durchrechnung einer Ortsfrequenz von 0,45 LP/mm (Periode 2,22 mm) ergibt sich ein Pseudobild mit einer Ortsfrequenz von 0,335 LP/mm. Die Linse wurde nun optimiert, sodass eine beugungsbegrenzte Abbildung entsteht (Abb. 3.6 (b) und (d)). Die optimierte Linse ist symmetrisch und besitzt asphärische Flächen. Hier wurde die konische Konstante zur Optimierung freigegeben, was für diesen Fall aufgrund der kleinen numerischen Apertur ausreichend ist. (Zum Vorgehen der Optimierung von Asphären siehe [97].) Anschließend wurde mittels POP-Tools die Grenzfrequenz der Ortsauflösung durchgerechnet, die nun wieder richtig aufgelöst werden kann (Abb. 3.6 (f)).

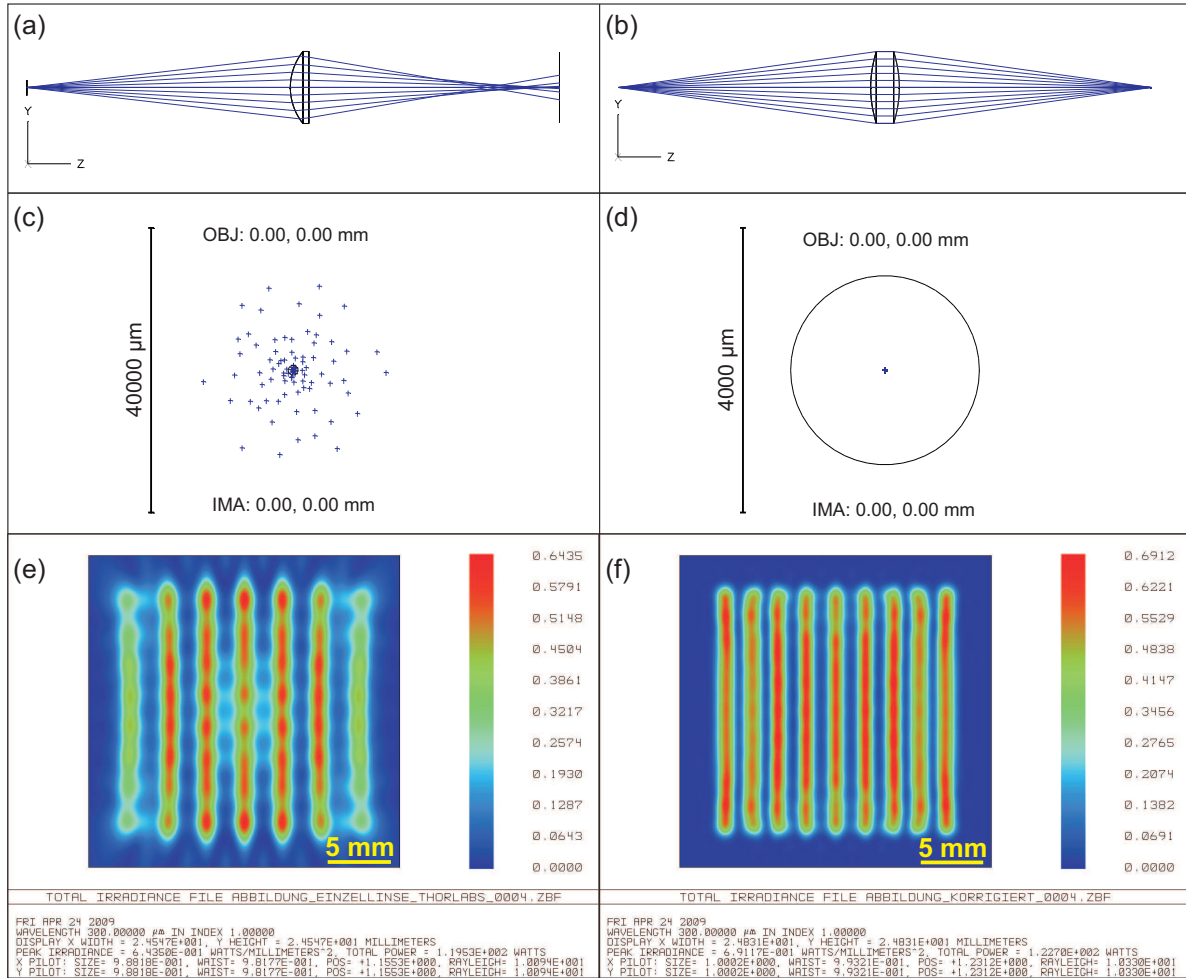


Abbildung 3.6: Strahlengang der Teflon<sup>®</sup>-Kataloglinse (a) und der korrigierten Linse (b). Der Durchmesser beträgt in beiden Fällen 50 mm. Spotdiagramm für den Achspunkt bei 300 µm Wellenlänge der Kataloglinse (c) und der korrigierten Linse (d). Abbildung eines Sinusamplitudengitters der Ortsfrequenz 0,45 LP/mm mit der Thorlabs<sup>®</sup>-Linse (e) und der korrigierten Linse (f) berechnet mittels POP-Tools für 300 µm Wellenlänge.

**Talbot-Imaging im Bildraum.** Bei der kohärenten Ausbreitung einer einzelnen Ortsfrequenz kommt es nach einer charakteristischen Ausbreitungslänge von  $\Delta z_{char} = 1/(2\lambda f^2)$  zu einem reinen Phasenkontrast und nach einer weiteren charakteristischen Ausbreitungslänge zu einer Umkehr des Amplitudenkontrasts [96]. Für eine Wellenlänge von 300 µm und einer Ortsfrequenz von 0,45 LP/mm beträgt die charakteristische Ausbreitungslänge 8,23 mm. Bei einer Wellenlänge von 150 µm beträgt diese 16,46 mm. Versetzt man nun die Bildebene um diesen Betrag, so kommt es für 300 µm zu einer Kontrastumkehr und für 150 µm zu einem Amplitudenkontrast von 0 (Abb. 3.7).

Dieser Effekt tritt bei der Beleuchtung von Gittern mit kohärenter Strahlung auf und ist unabhängig von Aberrationen. Durch die Bandbreite der Strahlung kann es bei Detektion von einem entfernten Bildort, je nach Wellenlänge und Ortsfrequenz, zu einer Kontrastumkehr bzw. zu einem reinen Phasenkontrast kommen. Letzterer entspricht einem Amplitudenkontrast von 0.

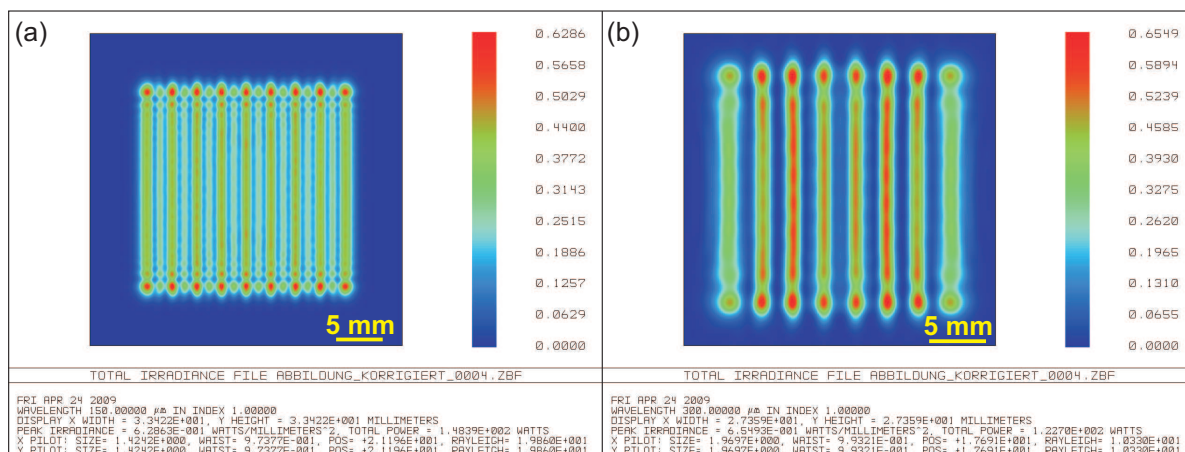


Abbildung 3.7: Talbot-Effekt bei einer Ortsfrequenz von 0,45 LP/mm für die Wellenlängen 150 µm (a) und 300 µm (b). Der Abstand von der gaußschen Bildebene beträgt 16,46 mm.

Damit alle Ortsfrequenzen, die das System übertragen kann, auch detektiert werden können, muss das Bild am paraxialen Bildort der korrigierten Optik aufgefangen werden. Bei inkohärent strahlenden Objekten ergibt sich durch Defokussierung „nur“ eine Kontrastreduktion. Dieser Effekt wird für die Abbildung eines Siemenssterns mit kohärentem Licht in [98] beschrieben. Bekanntes Beispiel für das Auftreten dieses Effekts ist die hochauflösende Transmissionselektronenmikroskopie (HRTMS). Dabei kommt es durch Defokussierung zu Kontrastumkehr bzw. verschwindendem Amplitudenkontrast bei der Abbildung von Kristallstrukturen [99].

Hiermit wurde gezeigt, dass eine Optimierung einer THz-Optik für eine beugungsbegrenzte Abbildungsqualität notwendig ist. Die Optimierung wurde dabei mittels Standard-Optikdesign-Software ZEMAX erstmals demonstriert. Weiterhin wurden charakteristische Eigenschaften der Abbildung mit THz-Pulsen verdeutlicht. Bevor in Abschnitt 3.4 die Optimierung einer THz-Optik anhand konkreter Anforderungen durchgeführt wird, wird im folgenden Abschnitt auf die Untersuchungen bzgl. geeigneter Linsenmaterialien für THz-Optiken eingegangen.

## 3.3 Linsenmaterialien

Im Rahmen dieser Arbeit wurden einige Kunststoffe auf ihre Eignung für THz-Optiken untersucht. Die Eigenschaften der für THz-Optiken verwendeten Materialien werden im Folgenden näher beschrieben, wobei sich ein Kunststoff als besonders geeignet erwies.

### 3.3.1 Zeonex® E48R

Für die 8-Kanal-THz-Optik in Abschnitt 3.4 wird als Linsenmaterial Zeonex® E48R verwendet. Dieser Materialgrad wird auch für Optiken im visuellen Spektralbereich verwendet, weshalb Rohlinge für die UP-Bearbeitung verfügbar sind. Zeonex® E48R ist im visuellen und nahen

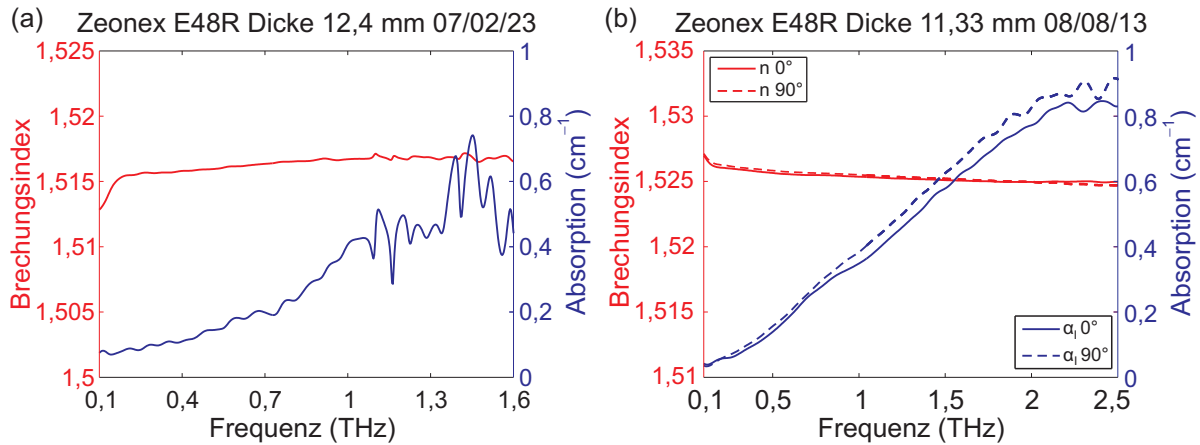


Abbildung 3.8: Brechungsindex und Absorptionskoeffizient von Zeonex® E48R bestimmt mit zwei verschiedenen THz-Systemen: (a) eos-System, (b) Detektion mittels photoleitender Antennen für zwei Drehwinkel der Proben um die optische Achse.

Infrarotspektralbereich transparent. Der Brechungsindex bei 1060 nm beträgt 1,5213. Der Brechungsindex im THz-Spektralbereich beträgt ca. 1,515. Die Ähnlichkeit der Brechungsindizes in beiden Spektralbereichen ermöglicht den Einsatz eines optischen Pilotstrahls für die Systemjustage. Die Absorption steigt aber wie bei allen Kunststoffen im THz-Spektralbereich bei höheren Frequenzen. Bei 1 THz beträgt die Intensitätsabsorption ca.  $0,4 \text{ cm}^{-1}$ . Damit ergibt sich eine Absorption der elektrischen Feldstärke von ca.  $0,2 \text{ cm}^{-1}$  und eine Eindringtiefe, bei der die elektrische Feldstärke auf  $1/e$  gesunken ist, von 50 mm.

Abbildung 3.8 (a) zeigt die Messwerte für den Brechungsindex und den Absorptionskoeffizienten von Zeonex® E48R. Der komplexe Brechungsindex wurde mittels Standard-THz-Zeitbereichsspektrometers bestimmt. Die Probe besaß eine Dicke von 12,4 mm. Sie wurde in den kollimierten Strahlengang zwischen zwei  $90^\circ$ -Off-axis-Paraboloiden platziert. Die THz-Strahlung wurde mittels elektro-optischen Samplings detektiert. Für die Berechnung des Brechungsindex wurde die Methode aus Abschnitt 2.4 verwendet. Dabei wurde der THz-Puls bei Transmission durch die Probe mit dem ohne Probe im Aufbau verglichen. Der Brechungsindex wurde unter Luftatmosphäre bestimmt. Daher führen die Wasserabsorptionslinien zu den Oszillationen bei 1,1 und 1,4 THz. Die Berechnung der Optik in Abschnitt 3.4 bezieht sich auf diese Messung des Brechungsindex.

Die Untersuchungen zur Messunsicherheit des Brechungsindex wurden parallel zur Optimierung der THz-Optiken an verschiedenen Systemen vorgenommen. Dabei stellte sich heraus, dass der gemessene Brechungsindex vom verwendeten Messaufbau und von der verwendeten Probe bzw. Probendicke abhängt. So zeigt Abbildung 3.8 (b) Messwerte, die mit einem anderen Aufbau und einer anderen Probe ermittelt wurden. Die Probe dafür stammte aus der gleichen Charge wie die 12,4 mm dicke Probe. Hier wurden die Stirnflächen aber mittels UP-Bearbeitung geebnet, sodass die Probe am Ende eine Dicke von 11,3295 mm hatte. Die THz-Strahlung wurde hier mittels photoleitender Antennen detektiert. Um Doppelbrechung als Einflussfaktor aus-

Tabelle 3.8: Brechungsindexbestimmung von Zeonex® E48R

| Probendicke<br>(mm) | Dickenschwankung<br>(mm) | Brechungsindex<br>@ 1 THz | Schwankung des<br>Brechungsindexes |
|---------------------|--------------------------|---------------------------|------------------------------------|
| 0,938               | $\pm 0,0052$             | 1,5100                    | $\mp 0,028$                        |
| 2,0618              | $\pm 0,0173$             | 1,5141                    | $\mp 0,0043$                       |
| 11,3295             | $\pm 0,0017$             | 1,5255                    | $\mp 0,0001$                       |

zuschließen, wurde die Probe für die zweite Messung um  $90^\circ$  um die optische Achse gedreht. Die Probe wurde im kollimierten Strahlengang zwischen zwei Off-axis-Paraboloiden platziert. Die Messungen wurden unter Stickstoffatmosphäre durchgeführt, was den auswertbaren Messbereich hier bis 2,5 THz erweitert.

Für die Bestimmung des Brechungsindex muss die Dicke  $\mu\text{m}$ -genau bestimmt werden. Dafür wurde das Tastmessgerät TESA- $\mu\text{Hite}$  der Feinoptikwerkstatt des Fraunhofer Instituts für Angewandte Optik und Feinmechanik IOF, Jena, verwendet. Für dieses Messgerät wird eine Fehlergrenze von 1  $\mu\text{m}$  bei Koaxialmessungen angegeben.

Tabelle 3.8 zeigt die Auswirkung unterschiedlicher Probendicken und deren Dickenschwankung auf den gemessenen Brechungsindex. Der zuvor mit 1,515 bestimmte Brechungsindex besitzt demnach eine Messunsicherheit aufgrund verschiedener Probendicken von  $-0,005$  bis  $+0,01$  (vgl. Tab. 3.8, Spalte 3). Dies stellt für einen Brechungsindex einen relativ großen Wert dar. Im optischen Bereich werden die Brechungsindizes bis auf die 4. Nachkommastelle angegeben. Dies ist besonders gravierend, da die gute Abbildungsleistung durch Asphärisierung der Flächen erreicht wird, die durch aufwendige UP-Bearbeitung hergestellt wird. Die Unsicherheit bei der Bestimmung des Brechungsindex würde die damit gewonnene Abbildungsleistung wieder zunichtemachen. Untersuchungen in den Abschnitten 3.4 und 3.5 zeigen aber, dass die Unsicherheit des Brechungsindex durch eine axiale Verschiebung der Detektorebene kompensiert werden kann. Die Messwerte zeigen aber auch, dass bei einer dickeren Probe die Auswirkung von Dickenschwankungen auf die Messunsicherheit des Brechungsindex geringer ist (vgl. Tab. 3.8, Spalte 4).

Die Proben der nominellen Dicken 1 mm und 2 mm entstammten verschiedener Quellen, sodass eine weitere Ursache für die unterschiedlichen gemessenen Brechungsindizes verschiedene Prozessparameter beim Spritzgießen der Rohlinge sein kann. Allerdings zeigte sich die Abhängigkeit des gemessenen Brechungsindex von der Probendicke auch bei Verwendung von Proben derselben Charge, wie beispielsweise Abbildung 3.8 zeigt.

Mit der 1 mm dicken Probe konnte keine Aussage über den Absorptionskoeffizienten getroffen werden, da wie in Abschnitt 2.4 beschrieben die Schwächung durch diese Probe zu gering ist. Die Probe der Dicke 11,33 mm lieferte die zuverlässigsten Aussagen bezüglich des Absorptionskoeffizienten. Bei 1 THz betragen die Absorptionskoeffizienten für die zwei Probenorientierungen  $0,35\text{ cm}^{-1}$  bzw.  $0,38\text{ cm}^{-1}$  (Abb. 3.8 (b)). Der zuvor gemessene Wert kann als obere Grenze bei 1 THz betrachtet werden. Die Reintransmission der elektrischen Feldstärke

beträgt bei 1 THz für einen Absorptionskoeffizienten von  $0,38 \text{ cm}^{-1}$  für 20 mm Probendicke noch 68,4%. Abbildung 3.8 (b) zeigt, dass der Absorptionskoeffizient mit der Frequenz steigt. Deshalb kann bei höheren Frequenzen eine reine Siliziumoptik eine höhere Transmission als eine Optik mit Zeonex®-Linsen besitzen, da bei HRFZ-Silizium im Wesentlichen nur die Fresnelverluste zu einer Reduktion der transmittierten Feldstärke führen. Weiterhin zeigt dieses Beispiel, dass die aus der Literatur bekannten Brechungsindizes insbesondere für Kunststoffe nur eine Genauigkeit von zwei Nachkommastellen besitzen. Daher muss beim konkreten Design ein Ausgleich für die Unsicherheit des Brechungsindex vorgesehen werden.

#### 3.3.2 Zeonex® 480R und Tsurupica

Von der Firma Zeon Chemicals Europe wurden Proben fast aller Zeonex/Zeonor-Grade mit den Abmessungen  $100 \times 150 \times 2 \text{ mm}^3$  zur Verfügung gestellt. Diese sind alle transparent für den visuellen Spektralbereich. Von diesen Proben wurde der komplexe Brechungsindex mittels THz-Zeitbereichsspektroskopie bestimmt. Dabei gab es einige Proben mit geringerer Absorption als Zeonex® E48R darunter auch Zeonex® 480R. Das besondere an diesem Material ist, dass es wie Zeonex® E48R auch für Optiken im visuellen Spektralbereich eingesetzt wird und Rohlinge für die Linsenfertigung erhältlich sind. Das Material ist also UP-bearbeitbar. Gleichzeitig wurde eine Probe des Materials Tsurupica untersucht, das als Kunststoff mit besonders geringer Absorption im THz-Bereich beschrieben wurde (siehe Abschnitt 2.4).

Nun wurde versucht herauszufinden, ob es sich bei Tsurupica ebenfalls um ein Cyclo-Olefin-Polymer handelt, d.h., ob es einem Zeonex-Grad oder Topas-Grad zugeordnet werden kann. Die Eigenschaften dieses Materials legen diese Vermutung nahe, da es ebenfalls im visuellen Spektralbereich transparent ist und gute mechanische Eigenschaften aufweist, d.h. ebenfalls UP-bearbeitbar ist.

Um dies zu prüfen wurden sämtliche Infrarotspektren der Proben mittels FTIR (Fourier-Transformations-Infrarot)-Spektroskopie aufgenommen. Hierbei halfen Frau Dr. Ulrike Schulz und Herr Dr. Robert Leitel der Abteilung A1 des Fraunhofer IOF. Beim ersten Versuch wurde das Spektrum über abgeschwächte Totalreflexion bestimmt. Dabei konnte bereits das Material gefunden (Zeonex® 480R) werden, das das gleiche Absorptionsspektrum im IR-Bereich wie Tsurupica aufweist (siehe Abb. 3.9 (a)). Zur Sicherheit wurden danach nochmal alle verfügbaren Materialien getestet (Transmissionsmessungen, Abb. 3.9 (b)–(d)). Auch bei der Transmissionsmessung bestätigte sich die große Übereinstimmung der Spektren von Zeonex® 480R und Tsurupica im IR-Bereich. Der Unterschied bei der Transmissionsmessung ist auf die unterschiedlichen Dicken der Proben zurückzuführen. Die Tsurupicaprobe war 4 mm dick, alle anderen Proben 2 mm. Da die Proben im Fingerprintbereich übereinstimmen, ist davon auszugehen, dass es sich bei Tsurupica um das Material Zeonex® 480R handelt. Damit steht dieses Material für THz-Optiken zur Verfügung. Zeonex® 480R kann als Rohling (G-S Plastic Optics) bzw. über Anbieter von Polymeroptiken (JENOPTIK Polymer Systems GmbH,



### 3 Untersuchungen zu THz-Optiken

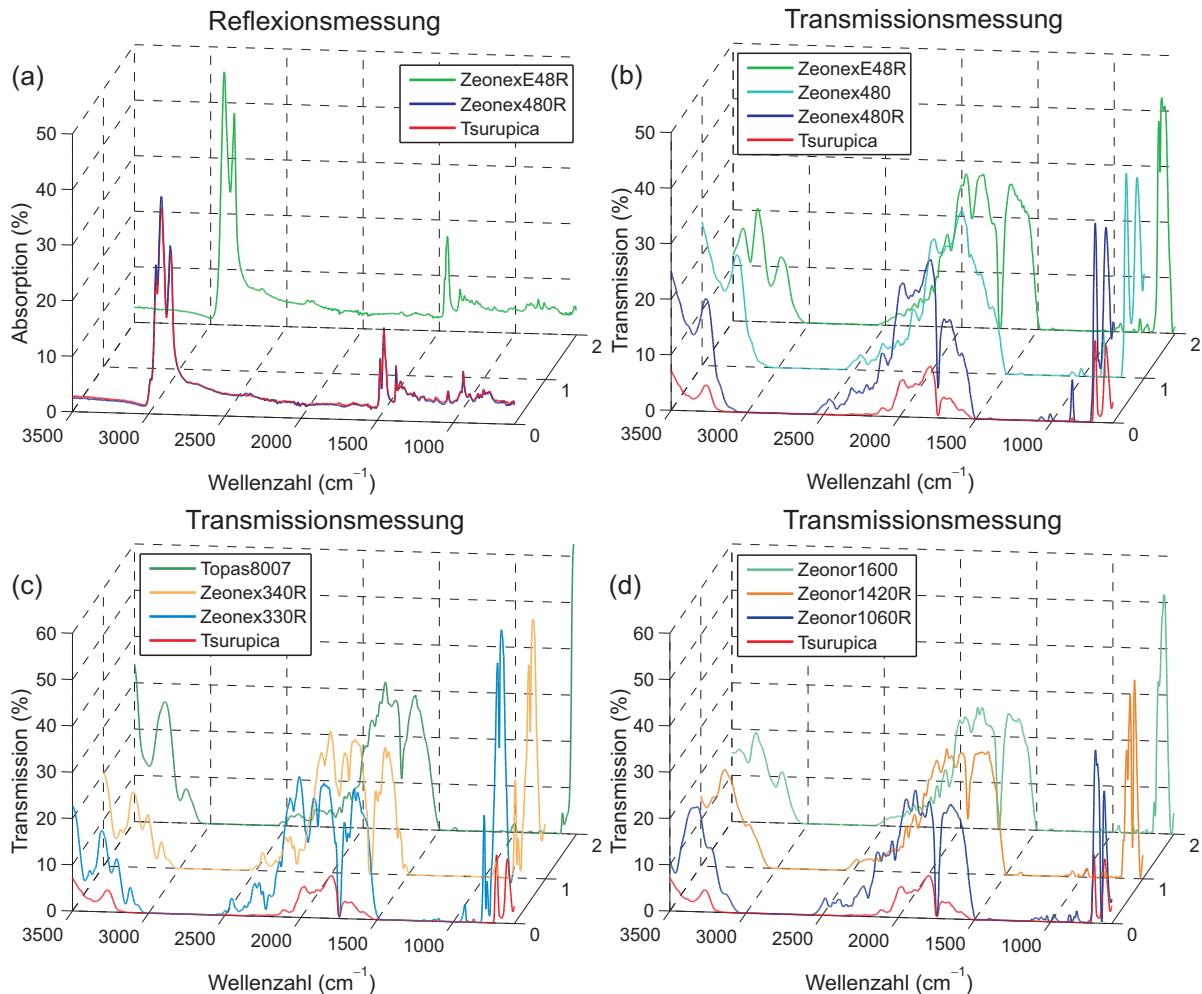


Abbildung 3.9: FTIR-Spektren der Kunststoffe Zeonex<sup>®</sup> E48R, Zeonex<sup>®</sup> 480R und Tsurupica. (a) Reflexionsmessung; (b) Transmissionsmessung - hier wurde zusätzlich die Kurve von Zeonex<sup>®</sup> 480 eingezeichnet; (c), (d) FTIR-Transmissionspektren weiterer Cyclo-Olefin-Polymere. Die Kurve von Tsurupica ist zum Vergleich in jede Grafik eingezeichnet und bezieht sich immer auf dieselbe Messung.

ViaOptic GmbH) erworben werden.

Anschließend wurde untersucht, ob Tsurupica und Zeonex<sup>®</sup> 480R auch im THz-Bereich die gleichen optischen Eigenschaften aufweisen. Die Bestimmung des komplexen Brechungsindex mittels THz-Zeitbereichsspektroskopie gestaltet sich für die Proben Zeonex<sup>®</sup> 480R und Tsurupica als schwierig, da beide Materialien eine extrem geringe Absorption aufweisen. Die Änderung der Übertragungsfunktion durch die Probe liegt hier in der gleichen Größenordnung wie die Absorption (siehe Abschnitt 2.4).

Abbildung 3.10 (a) zeigt Brechungsindex und Absorptionskoeffizient von Zeonex<sup>®</sup> 480R im THz-Spektralbereich. Die Messparameter waren: Zeitkonstante am Lock-In-Verstärker 100 ms, optische Verzögerung 0,05 ps/s, relative Luftfeuchtigkeit 1,8% (Stickstoffatmosphäre). Für die Messung wurde die 2 mm dicke Zeonex<sup>®</sup>-Platte in 50x50 mm<sup>2</sup>-Einzelproben zersägt. Zwei Platten wurden aneinander gepresst und in einem Halter fixiert, sodass eine Probe der Dicke



Tabelle 3.9: Brechungsindexbestimmung von Zeonex® 480R und Tsurupica

| Material        | Proben-<br>dicke<br>(mm) | Dicken-<br>schwankung<br>(mm) | Brechungs-<br>index<br>@ 1 THz | system-<br>bedingte<br>Mess-<br>unsicher-<br>heit | Messunsicher-<br>heit durch<br>ungenau-<br>e Dicken-<br>bestimmung | Addition<br>beider<br>Mess-<br>unsicher-<br>heiten |
|-----------------|--------------------------|-------------------------------|--------------------------------|---|--|--|
| Zeonex®<br>480R | 4,0271                   | $\pm 0,0061$                  | 1,5206                         | $\pm 0,0006$                                      | $\mp 0,0008$   | $\pm 0,0014$                                       |
|                 | 1,9998                   | $\pm 0,0010$                  | 1,5167                         | -   | $\mp 0,0003$   | -  |
|                 | 2,0191                   | $\pm 0,0020$                  | 1,5179                         | -   | $\mp 0,0005$   | -  |
| Tsurupica       | 4,0044                   | $\pm 0,0045$                  | 1,5177                         | $\pm 0,0003$                                      | $\mp 0,0005$   | $\pm 0,0008$                                       |

4 mm entstand. Zur Messung der Dicke wurde die Probe aus dem Halter genommen. Die Dicke wurde wie oben beschrieben mittels des Tastmessgeräts TESA- $\mu$ Hite bestimmt. Die Ergebnisse zur Bestimmung des Brechungsindex von Zeonex® 480R sind in Tab. 3.9 zusammengefasst. Zur Bestimmung des Brechungsindex wurden drei Messungen durchgeführt. Dadurch entsteht die in Tab. 3.9, Spalte 5 angegebene systembedingte Messunsicherheit. Sie stellt die Standardabweichung der drei Messwerte dar und erfasst nur die statistischen Messabweichungen, die durch Laserfluktuationen, thermisches Rauschen und die Neujustage der Probe entstehen. Die Abweichung aufgrund der ungenauen Dickenbestimmung ist in Tab. 3.9, Spalte 6 angegeben. Der Brechungsindex von Zeonex® 480R kann also mit  $1,5206 \pm 0,0014$  unter Berücksichtigung beider Fehler angegeben werden. Eine weitere Fehlerquelle ist der systematische Fehler, der den Messwert um einen bestimmten Betrag nach oben oder unten verschieben kann. Wie oben gezeigt, kann dies bis zu  $\pm 0,01$  je nach Probendicke bzw. Justagezustand des Systems betragen. Zum Vergleich wurde zusätzlich je eine Einzelmessung des Brechungsindex der einzelnen Proben mit demselben Messaufbau durchgeführt. Die Messergebnisse sind ebenfalls in Tabelle 3.9 enthalten. Der gemessene Brechungsindex der 4 mm dicken Probe ist demnach um ca. 0,003 größer als der mit einzelnen 2 mm dicken Proben bestimmte Wert. Doppelbrechung als Ursache für die unterschiedlichen Brechungsindizes wurde durch vorherige Versuche ausgeschlossen.

Die Absorption bei 1 THz liegt bei  $0,15 \text{ cm}^{-1}$ . Die drei Messungen zeigen ein sehr unterschiedliches Absorptionsverhalten (siehe Abb. 3.10 (a)), welches durch die geringe Probendicke und die geringe Absorption bei dieser Messung nicht genauer bestimmt werden konnte.

Zur Bestimmung des Brechungsindex der Tsurupica-Probe wurde wie bei der 4 mm dicken Zeonex® 480R-Probe verfahren. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Tab. 3.9 enthalten. Der Brechungsindex von Tsurupica beträgt also  $1,5177 \pm 0,0008$ . Hier sind jedoch Fehler, die durch die Verwendung unterschiedlicher Probendicken entstehen, nicht berücksichtigt. So liegt der in der Literatur angegebene Brechungsindex von 1,52 durchaus innerhalb der hier bestimmten Messunsicherheit, die durch die Verwendung von Proben verschiedener Dicken verursacht wird. Der Absorptionskoeffizient von Tsurupica bei 1 THz beträgt  $0,15 \text{ cm}^{-1}$ . Die Absorption zeigt aus oben genannten Gründen ebenfalls eine große Messunsicherheit. Insbesondere sind die Daten oberhalb 2 THz mit einer großen Unsicherheit verbunden, da hier die THz-Amplitude

### 3 Untersuchungen zu THz-Optiken

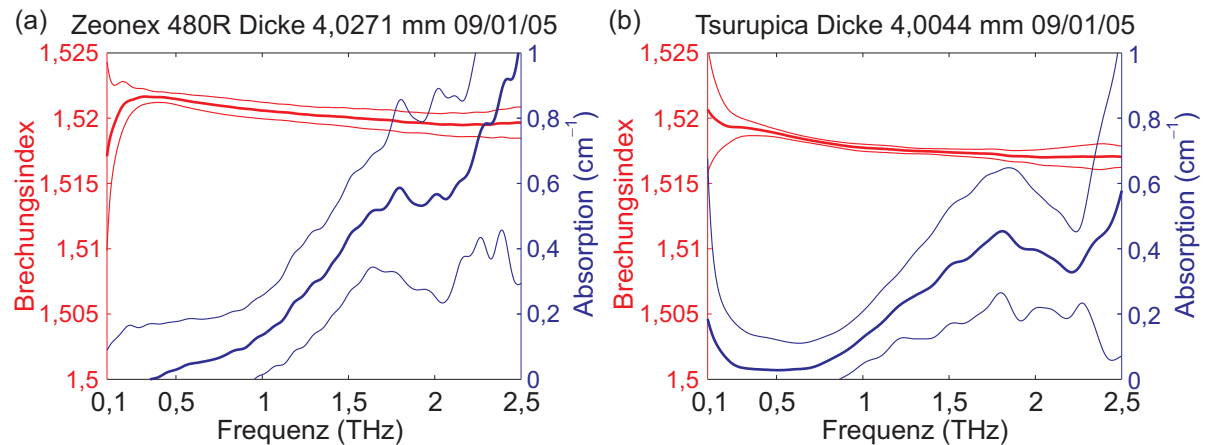


Abbildung 3.10: Brechungsindex und Absorptionskoeffizient von (a) Zeonex<sup>®</sup> 480R und (b) Tsurupica. Die dicken Linien zeigen den Mittelwert von drei Messungen. Die dünnen Linien zeigen die Standardabweichung, die nur die statistischen Messabweichungen des THz-Systems widerspiegelt.

nur noch sehr gering ist und entsprechend das Signal-zu-Rauschverhältnis stark reduziert ist. Der Peak des Spektrums lag bei den Messungen bei ca. 0,58 THz.

Zusammengefasst zeigen beide Materialien im THz-Spektralbereich ähnliche Eigenschaften. Der Brechungsindex von Zeonex<sup>®</sup> 480R beträgt ungefähr 1,52. Dieser Wert stimmt mit dem in der Literatur für Tsurupica angegebenen von 1,52 überein. Die Designs der 128-Kanal-Optiken der Abschnitte 3.5 und 3.6 beziehen sich jeweils auf diesen Wert. Aufgrund der oben gemachten Erfahrungen bei der Brechungsindexbestimmung mit Proben verschiedener Dicke kann es aber sein, dass der wahre Wert um bis zu  $\pm 0,005$  von diesem Messwert abweicht. Aber, wie zuvor beschrieben, bewirkt die Unsicherheit bei der Brechungsindexbestimmung eine reine Fokusverschiebung, sodass diese experimentell kompensiert werden kann. Als weitere Unsicherheit bleibt noch die fertigungsbedingte Schwankung des Brechungsindex für die beiden verglichenen Proben aufgrund unterschiedlicher Prozessparameter beim Spritzgießen. Die Methode der IR-Spektroskopie wird daher als die sicherere Methode zur Identifizierung der Materialien angesehen. Es konnte gezeigt werden, dass mit Zeonex<sup>®</sup> 480R ein Kunststoff mit extrem geringer Absorption im THz-Bereich und mittlerem Brechungsindex zur Verfügung steht. Der Brechungsindex ist größer als der von Teflon<sup>®</sup>, was günstig für die Korrektur einiger Abbildungsfehler ist. Er ist aber noch nicht so groß wie der von Silizium, sodass die Fresnelverluste relativ gering sind. Nachdem nun feststeht, dass Zeonex<sup>®</sup> 480R das am besten geeignete Material ist, sollte eine Untersuchung nochmals den genauen Brechungsindex dieses Materials klären. Um den systematischen Fehler zu eliminieren, müssten in einem weiteren Versuch von ein und derselben Probe von Zeonex<sup>®</sup> 480R verschiedene Dicken abgesägt werden, anhand derer der Brechungsindex bestimmt wird, und die Nachpulse bei der Auswertung mit einbezogen werden. Das Material müsste so dick sein, dass die Schwächung durch das Material wesentlich größer ist als die Änderung der Übertragungsfunktion durch das Einfügen der Probe (ca. 10 mm). Dies war im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich und müsste Teil einer

Folgearbeit sein.

Im Folgenden wird eine THz-Optik anhand konkreter Systemanforderungen optimiert und die experimentell ermittelte Abbildungsleistung der realisierten THz-Optik mit der durch ZEMAX simulierten verglichen, was die Anwendbarkeit von ZEMAX für die Optimierung der THz-Optiken belegen soll. Die Auswirkung der Unsicherheit des Brechungsindex auf die Abbildungsleistung wird untersucht.

## 3.4 Optimierte THz-Optik für ein 8-Kanal-eos-System

Das folgende System wurde für die Abbildung kleiner Felder optimiert. Deshalb können hier Spiegel und Linsen kombiniert eingesetzt werden und so die Vorteile beider Elemente genutzt werden. Beim Optimierungsprozess wurde die *Ursache für den steigenden Einfluss geometrisch-optischer Aberrationen* bei der Abbildung mit extrem breitbandiger Strahlung ersichtlich. Dieser Zusammenhang ist unabhängig vom verwendeten Spektralbereich:

Bei der Abbildung derartig breiter Spektren verlangen die großen Wellenlängen einen bestimmten Durchmesser der optischen Komponenten, der einige Vielfache der Wellenlänge betragen sollte. Abbildungsfehler skalieren jedoch mit der Dimension der Optik. Dies bewirkt, dass für die kleinen Wellenlängen die geometrisch-optischen Aberrationen die Abbildung dominieren. Bei der breitbandigen gepulsten Strahlung können die Abbildungsfehler jedoch nicht einfach durch eine Verkleinerung des Blendendurchmessers reduziert werden, da sonst die Beugung für die großen Wellenlängen u.U. so groß wird, dass diese im Bild nicht mehr detektiert werden können, was zu einer zeitlichen Verbreiterung der THz-Pulse führt.

Eine Ursache für die Abbildungsfehler ist die Optimierung auf eine möglichst große numerische Apertur. Diese wird im Fall der Beleuchtungsoptik benötigt, um einen großen Anteil der emittierten Strahlung zu erfassen und einen möglichst kleinen Spot zu erzeugen und im Fall der Abbildungsoptik, um eine möglichst hohe Auflösung zu erreichen. Dadurch wird der Einfluss der Aberrationen, die vom Öffnungswinkel abhängen, erhöht, besonders die sphärische Aberration. Diese Abbildungsfehler führen im Fall der Beleuchtungsoptik zu einer reduzierten Fokussierbarkeit und im Fall der Abbildungsoptik zu einer reduzierten Auflösung. Mit der Entwicklung flächiger Detektoren [100] erhöht sich zusätzlich der Einfluss der Aberrationen, die mit dem Feld verbunden sind, d.h. Koma und Astigmatismus sowie Verzeichnung. Bei der Abbildung großer Felder verlangen sowohl Systeme mit Linsen als auch mit Spiegeln (siehe Abschnitt 3.1) eine Optimierung.

Das Frequenzspektrum für das folgende Systemdesign reicht von 0,1–1,5 THz (Wellenlängen 0,2–3 mm). Der verwendete Aperturdurchmesser von 76 mm ist also ca. 25–380-mal größer als die Wellenlänge. Für die Peakfrequenz 0,4 THz (Wellenlänge 750  $\mu\text{m}$ ) ist die Apertur ca. 100-mal größer als die Wellenlänge. Auch hier gibt es nur einen geringen spektralen Anteil der Strahlung, bei dem der Komponentendurchmesser nur wenige Vielfache größer als die Wellenlänge ist und daher Beugungseffekte die Ausbreitung dominieren.

Im Folgenden wird ein komplettes Design einer THz-Optik vorgestellt und die damit verbundenen Anforderungen an das Design von Beleuchtungs- und Abbildungsoptik abgeleitet. Generelle Anforderungen an das Design von THz-Optiken sind eine minimale Linsenanzahl und -dicke zur Reduktion von Fresnel- bzw. Absorptionsverlusten und maximaler Probenraum. Eine zusätzliche Anforderung stellt die gepulste Form der Strahlung dar: Für eine schnelle Datenauswertung ist es üblich auf eine Fouriertransformation zu verzichten und direkt das Pulsmaximum im Zeitbereich zur Bildrekonstruktion zu verwenden [101]. Daher wird im Folgenden untersucht, mit welchen Mitteln das Auflösungsvermögen im Zeitbereich direkt abgeschätzt werden kann, insbesondere welche Aussagen anhand der Peak- und Schwerpunktfrequenz getroffen werden können. Dafür werden die gemessene Linienbildfunktion und die Auflösung von Liniengittern mit der theoretischen Vorhersage von ZEMAX verglichen.

**Systemanforderungen.** Das hier beschriebene System ist Teil des Mehrkanaldetektionssystems mittels elektro-optischem Samplings (eos), welches in [100] beschrieben wurde. Als THz-Quelle dient ein Oberflächenemitter (p-dotiertes InAs) [102]. Für die Systemauslegung wird angenommen, dass durch den auftreffenden Laserstrahl eine frequenzunabhängige Strahltaile der THz-Strahlung entsteht, deren Radius durch den auftreffenden Laserstrahl definiert wird (siehe Abschnitt 2.2 - Antennen großer Apertur). Um die Probe mit einem Linienfokus zu beleuchten, wurde der Laserstrahl zu einer Linie mittels einer Zylinderlinse aufgeweitet [100]. Die THz-Strahlung wird durch elektro-optisches Sampling bei 1060 nm detektiert [103]. Dabei passieren THz-Strahl und Laserstrahl kollinear einen elektrooptischen Kristall. Der Laserstrahl wird durch eine ITO (Indiumzinnoxid)-Platte in den Strahlengang eingekoppelt. ITO ist reflektiv für die THz-Strahlung und transmissiv für den Laserstrahl.

Die Systemanforderungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Probenraum: 100 – 150 mm entlang der optischen Achse
- Spektralbereich: 0,1 – 1,5 THz (Maximum bei ca. 0,4 THz)
- Kompaktheit
- zunächst Systemdesign zur Beleuchtung der Probe mit einem frequenzunabhängigen Spotdurchmesser von 2 mm
- Erweiterbarkeit des Systems für Abbildung auf einen Liniendetektor

**Charakterisierung des Spektrums.** Da die Systemoptimierung nur im Frequenzbereich erfolgen kann, muss der Puls durch repräsentative Wellenlängen beschrieben werden, anhand derer die Systemleistung überwacht und optimiert werden kann. Das Spektrum eines THz-Pulses, der mit dem System aufgenommen wurde, zeigt Abbildung 3.11. Das Maximum der elektrischen Feldamplitude liegt bei 0,3581 THz (838  $\mu\text{m}$  Wellenlänge). Die Schwerpunktfrequenz liegt bei

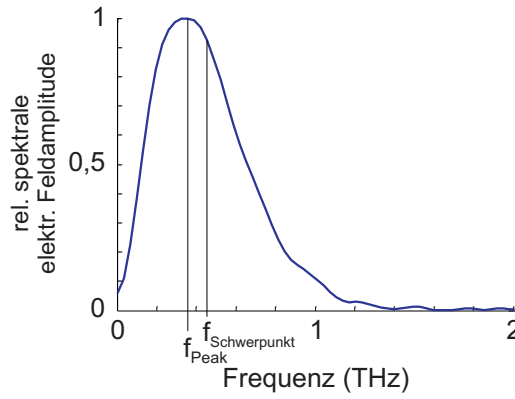


Abbildung 3.11: Spektrum des THz-Pulses mit Peak- und Schwerpunktfrequenz.

0,4557 THz (658  $\mu\text{m}$  Wellenlänge). Für die Bestimmung der Schwerpunktfrequenz wurden die einzelnen spektralen Anteile  $f_i$  mit der elektrischen Feldamplitude  $\hat{E}$  gewichtet:

$$f_{\text{Schwerpunkt}} = \frac{\sum_{i=1}^n [f_i \hat{E}(f_i) \Delta f_i]}{\sum_{i=1}^n [\hat{E}(f_i) \Delta f_i]}, \quad (3.1)$$

wobei  $n$  die Anzahl der Messpunkte ist, bis zu der Frequenz, bei der das Rauschen überwiegt und  $\Delta f_i$  der Frequenzschritt. Die Schwerpunktfrequenz liegt durch den Anteil der hohen Frequenzen des Spektrums oberhalb der Peakfrequenz. Als Schwerpunktwellenlänge wird die zur Schwerpunktfrequenz zugehörige Wellenlänge bezeichnet.

**Optisches Design.** Grundlage für den Aufbau ist ein *gaußsches Strahlteleskop* mit frequenz-unabhängigem Abbildungsmaßstab  $\beta'$  von [28]:

$$\beta' = f_2/f_1 = w'_0/w_0, \quad (3.2)$$

wobei  $f_1$  und  $f_2$  die Brennweiten der einzelnen Komponenten und  $w_0$  und  $w'_0$  die objekt- bzw. bildseitige gaußsche Strahltaile sind. Der Abstand zwischen den einzelnen optischen Elementen muss gleich der Summe ihrer Brennweiten sein.

Für das realisierte Design würde das Einhalten dieser Bedingung zu einer sehr großen Baulänge führen. Deshalb wurde von dieser Bedingung im realen Design zu Gunsten eines kompakten Systemaufbaus abgewichen. Der Einfluss auf die bildseitige gaußsche Strahltaile wird im folgenden Abschnitt untersucht.

Zur Kollimierung wurde ein 90°-Off-axis-Paraboloidspiegel verwendet. Zur Fokussierung der THz-Strahlung dient eine asphärische Linse. Dadurch kann die sphärische Aberration, die durch die Linse selbst eingeführt wird, korrigiert werden. Zur Beschreibung der Asphäre wurde ein gerades Polynom verwendet („Even Asphere“ in ZEMAX [73]). Die Asphärenkoeffizienten wurden bis zur 8. Potenz für die Optimierung freigegeben. Weiterhin ermöglicht die Asphärisierung der Linse eine reduzierte Linsendicke (hier 17 mm), was durch den relativ hohen Absorptionskoeffizienten des verwendeten Linsenmaterials (ca.  $0,4 \text{ cm}^{-1}$  @ 1 THz) notwendig

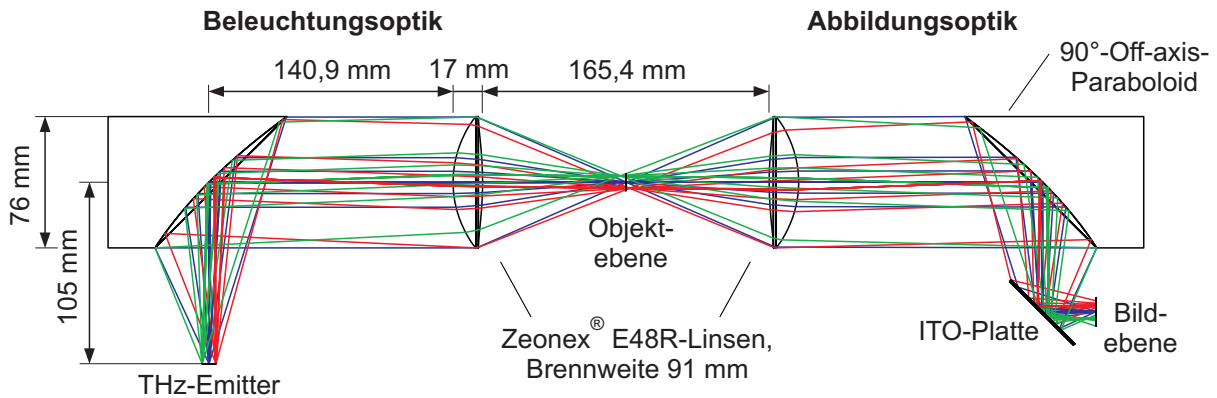


Abbildung 3.12: Gesamtsystem der 8-Kanal-THz-Optik.

ist. Die Linsen wurden von JENOPTIK Polymer Systems GmbH durch Ultrapräzisionsdrehen hergestellt. Dieses Verfahren ist für das gewählte Linsenmaterial erforderlich. Konventionelle Verfahren würden hier nicht die erforderlichen Bearbeitungsparameter ermöglichen. Durch sie würden Spannungen im Material freigesetzt werden, die zur Rissbildung führen.

Aus Fertigungsgründen ist der Abbildungspfad der umgekehrte Beleuchtungspfad (Abbildung 3.12), sodass jedes Element in doppelter Ausführung hergestellt wurde. Dadurch ist bei der Herstellung der Off-axis-Paraboloiden nur eine Aufspannung erforderlich bzw. bei den Linsen eine Programmierung der Parameter, was die Herstellungskosten reduziert. Das Off-axis-Paraboloid wurde verwendet, um Fresnelverluste und Absorption durch das Material zu vermeiden. Die Off-axis-Brennweite des OAPMs wurde so gewählt, dass eine möglichst große  $NA$  erreicht wird und gleichzeitig die bildseitige Strahlumlenkung um  $45^\circ$  durch die ITO-Platte noch möglich ist. Hier zeigte sich, dass diese Strahlumlenkung zu einer Einschränkung der numerischen Apertur führt, da ein bestimmter Mindestabstand zwischen ITO-Platte und Detektor eingehalten werden muss. Diese Anforderung resultierte in einer Off-axis-Brennweite von 105 mm und einem Komponentendurchmesser von 76 mm ( $NA = 0,4$ ). Zur Fokussierung wurde eine Linse gewählt, da diese mehr Raum für die Probe ermöglicht. Die Linse besitzt eine Brennweite von 91 mm für den Brechungsindex 1,515. Der Abstand zwischen beiden Linsen beträgt 165,4 mm. Zum Vergleich: Bei der Verwendung von Off-axis-Paraboloiden würden in axialer Richtung nur 89,2 mm für die Probe zur Verfügung stehen.

Der Abbildungsmaßstab des Beleuchtungspfad beträgt  $\beta' = -0,87$ . Daher wird eine gaußsche Strahltaile von  $w_0 = 1,5$  mm auf  $w'_0 = 1,3$  mm abgebildet. Zur Erzeugung der objektseitigen Strahltaile muss nach Formel 2.2 der Oberflächenemitter mit einem Laserstrahl der Strahltaile  $w_{0,Opt} = 2,1$  mm ( $FWHM = 2,5$  mm) beleuchtet werden. Tabelle 3.10 gibt einen Überblick über die resultierenden Divergenzwinkel bei den einzelnen Wellenlängen. Ab  $1000 \mu\text{m}$  steigt die Divergenz stark an. Für  $3000 \mu\text{m}$  ist die Gültigkeit des paraxialen Limits nicht mehr gegeben (siehe Anhang A). Ein idealer gaußscher Spot kann nur erzeugt werden, wenn zum einen die Apertur so groß ist, dass sie den Strahl nicht wesentlich beschneidet und zum anderen die Abbildung beugungsbegrenzt ist. Die Apertur der Komponenten sollte dafür

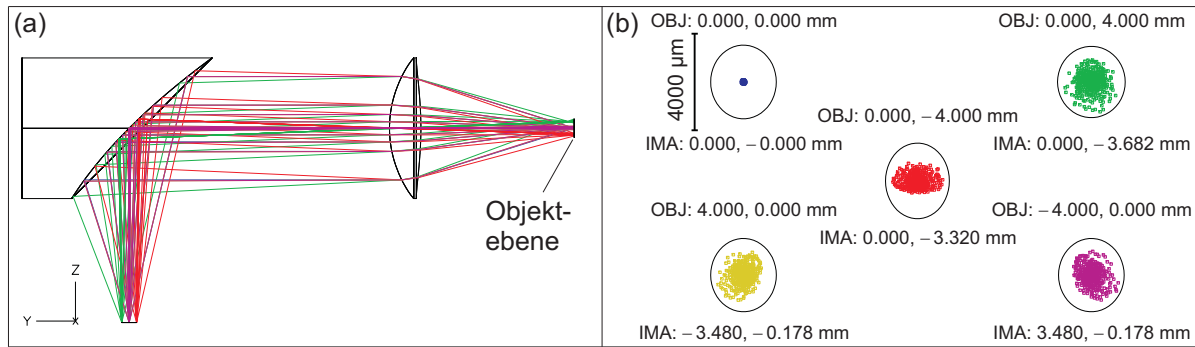


Abbildung 3.13: Beleuchtungsoptik (a) und Spotdiagramm in der Objektebene (b) für 750 µm Wellenlänge bei  $NA = 0,3$  und einer gaußschen Apodisierung von 2.

einen Radius größer als  $2w$  besitzen, mit  $w$  - gaußscher Strahlradius [28]. Dann sind 99,97% der Energie der Strahlung von der Apertur eingeschlossen. Die dafür erforderlichen numerischen Aperturen bei den einzelnen Wellenlängen sind ebenfalls in Tabelle 3.10 angegeben. Diese wurden mithilfe der Divergenzwinkel beim doppelten Strahlradius  $2w$  berechnet. Im Bereich maximaler Intensität (750 – 1000 µm) sollte demnach die  $NA$  zwischen 0,3 und 0,4 liegen.

Für die in Tabelle 3.10 angegebenen Divergenzwinkel der Strahlung ist die Abbildung bei der jeweiligen Wellenlänge über ein Feld von  $\pm 4$  mm in x- und y-Richtung beugungsbegrenzt. Zur Veranschaulichung ist in Abb. 3.13 die Abbildungsqualität der Beleuchtungsoptik bei 750 µm für eine  $NA$  von 0,3 und einer gaußschen Apodisierung von 2 angegeben. Damit wird die Strahldichte des Gaußstrahls bei der Berechnung des Spotdiagramms berücksichtigt. Das Spotdiagramm zeigt, dass das System beugungsbegrenzt ist. Bei Wellenlängen größer als 1 mm kann kein ideal gaußförmiges Strahlprofil mehr erreicht werden, da die erforderliche  $NA$  wesentlich größer ist als die tatsächlich erreichte von 0,4. Der Strahl wird bei einem Radius kleiner als  $2w$  abgeschnitten, was zur Verbreiterung des Spotdurchmessers führt.

Bei Abbildung einer Linie muss die  $NA$  aus Tabelle 3.10 nur in einer Richtung eingehalten werden.

Tabelle 3.10: Frequenzabhängiger Divergenzwinkel für eine gaußsche Strahltaile von 1,5 mm.

| Wellenlänge (µm) | $w_0$ (mm) | Divergenzwinkel bei $w$ | Divergenzwinkel bei $2w$ | erforderliche $NA$ | $w'_0$ (mm) | Position bildseitige Strahltaile (mm) | Fokustiefe (mm) |
|------------------|------------|-------------------------|--------------------------|--------------------|-------------|---------------------------------------|-----------------|
| 200              | 1,5        | 2,43°                   | 4,85°                    | 0,085              | 1,23        | 3,24                                  | 38,63           |
| 300              | 1,5        | 3,64°                   | 7,25°                    | 0,126              | 1,27        | 1,48                                  | 26,52           |
| 750              | 1,5        | 9,04°                   | 17,7°                    | 0,30               | 1,29        | 0,00                                  | 10,84           |
| 1000             | 1,5        | 11,98°                  | 23,0°                    | 0,39               | 1,30        | −0,14                                 | 8,15            |
| 3000             | 1,5        | 32,48°                  | 51,9°                    | 0,79               | 1,32        | −0,29                                 | 2,76            |

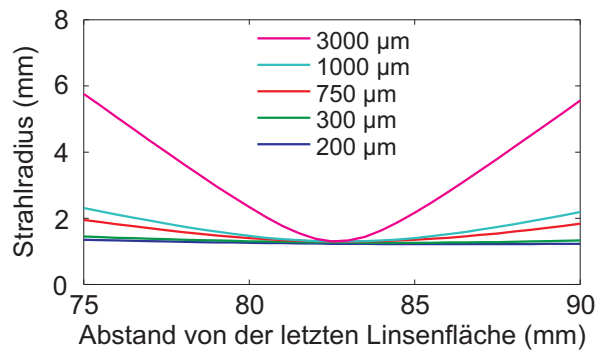


Abbildung 3.14: Gaußsches Strahlprofil im Fokus der Beleuchtungsoptik berechnet mittels Skew-gaussian-beam-analysis-Tool in ZEMAX.

Bei größeren  $NA$ s würden entweder extrem große Durchmesser der Komponenten benötigt (164 mm für  $NA = 0,9$ ) oder die Brennweite des Off-axis-Paraboloids müsste reduziert werden. Beides führt zu einem Öffnungsverhältnis (= Durchmesser/Brennweite) der Linse, das nicht mehr fertigbar ist. Weiterhin muss bei Reduktion der Brennweite des OAPMs die Brennweite der Linse ebenfalls reduziert werden, damit der Abbildungsmaßstab des Systems erhalten bleibt. Dies führt dann zu einem kleineren Probenraum.

Der Abstand zwischen Spiegel und Linse beträgt 140,9 mm und ist kleiner als die Summe der Brennweiten. Tabelle 3.10 zeigt den Einfluss auf die bildseitige gaußsche Strahltaile, Position und Fokustiefe. Die Daten wurden mittels Skew-gaussian-beam-analysis-Tools in ZEMAX berechnet. Dabei fällt die Strahltaile bei 750 µm mit der Bildebene zusammen, d.h. die Position der bildseitigen Strahltaile ist 0. Die Strahltaile fallen demnach nicht weit auseinander, was auch das in Abb. 3.14 dargestellte Strahlprofil entlang der optischen Achse im Bildraum zeigt. Wie oben bereits beschrieben wird das reale Strahlprofil für 3000 µm Wellenlänge vom ideal gaußförmigen abweichen. Dies wird aber durch das verwendete paraxiale Tool nicht berücksichtigt.

Bei der Abbildungsoptik soll die  $NA$  möglichst groß sein, um eine hohe Auflösung zu erreichen. Mit der asphärischen Linse kann hier ebenfalls eine objektseitige  $NA$  von 0,4 realisiert werden. Der paraxiale Abbildungsmaßstab beträgt  $\beta' = -1,149$ . Abbildung 3.15 zeigt, dass das Bild nahezu beugungsbegrenzt ist für Wellenlängen größer als 838 µm und Feldpunkte bis  $\pm 4$  mm in x- und y-Richtung.

Berechnungen zur Schärfentiefe wurden mittels Through-Focus-MTF-Tool in ZEMAX durchgeführt. Damit wurde für eine Wellenlänge von 750 µm eine Schärfentiefe von 16,3 mm für den Achspunkt im Bildraum ermittelt. Als Bewertungskriterium wurde hierfür ein Kontrast größer als 0,2 gewählt. Über den Tiefenabbildungsmaßstab kann die Schärfentiefe im Objektraum berechnet werden. Sie beträgt demnach 12,3 mm. Für den Feldpunkt (0; 4 mm) beträgt sie nur noch 8 mm im Bildraum (6 mm im Objektraum). Dies zeigt, dass durch den Astigmatismus des OAPMs auch die außeraxiale Schärfentiefe deutlich reduziert ist.



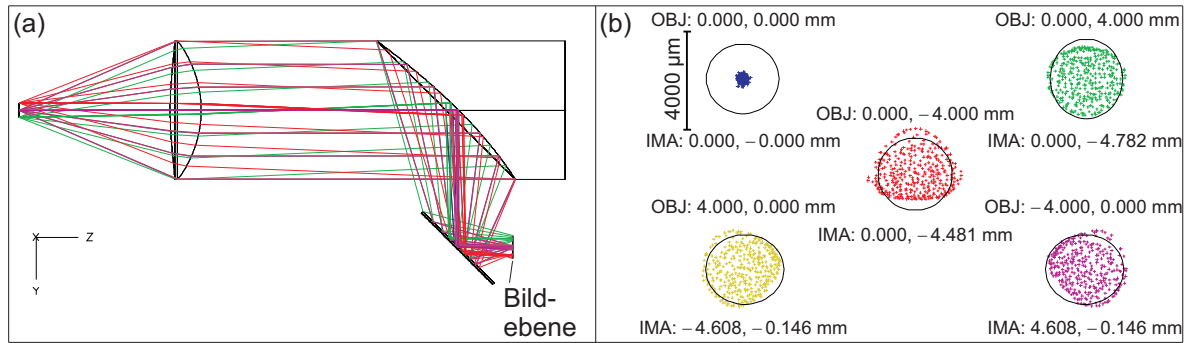


Abbildung 3.15: Abbildungsoptik (a) und Spotdiagramm in der Bildebene (b) für 838 µm Wellenlänge bei  $NA = 0,4$ .

### 3.4.1 Simulation der Abbildungsleistung

Im folgenden Abschnitt wird die Abbildungsleistung der THz-Optik mittels ZEMAX modelliert. Im Abschnitt 3.4.2 wird diese dann mit Messwerten verglichen.

**Linien- und Kantenbildfunktion (LSF und ESF).** Zur Modellierung der Linien- und Kantenbildfunktion wurden in ZEMAX die kohärente FFT-LSF (Line Spread Function) und die kohärente FFT-ESF (Edge Spread Function) genutzt. Diese Funktionen werden im Bildraum berechnet. Um die Breite der Funktionen im Objektraum zu berechnen, müssen die Werte durch den Abbildungsmaßstab ( $\beta' = -1,149$ ) geteilt werden.

Für die Berechnungen wurde das Spektrum mit 24 Wellenlängen abgetastet. Dies ist die maximal mögliche Anzahl in ZEMAX. Dafür wurde das experimentell ermittelte Spektrum des Spalttests verwendet und auf die maximal mögliche Anzahl von Wellenlängen reduziert. Die Funktionen wurden für den Feldpunkt, der Pixel 4 des 8-Kanal-eos-Detektionssystems entspricht, berechnet. Das bildseitige Feld besitzt eine Breite von 6,4 mm. Mit dem Abbildungsmaßstab kann die objektseitige Feldbreite zu 5,55 mm berechnet werden. Daher besitzt Pixel 4 die Koordinaten (0; 0,396 mm). Die berechneten Funktionen für diesen Feldpunkt sind in Abb. 3.16 dargestellt.

Die polychromatische LSF und ESF in ZEMAX werden über alle gewichteten Wellenlängen gemittelt. Diese Funktionen zeigen die integralen Eigenschaften der einzelnen spektralen Funktionen. Die polychromatische LSF besitzt beim 50%-Intensitätslevel fast die gleiche Breite wie bei der Schwerpunktwellenlänge 658 µm. Durch den Beitrag der großen Wellenlängen, wird die polychromatische LSF jedoch zum Fuß hin geglättet und verläuft viel breiter als bei der Peakwellenlänge 838 µm oder der Schwerpunktwellenlänge. Diesen Effekt zeigt auch die polychromatische ESF. Das Überschwingen der kohärenten spektralen Kantenbildfunktion wird ebenfalls geglättet.

Die Linienbildfunktionen sind für Wellenlängen  $\leq 838$  µm asymmetrisch, was den Einfluss von Aberrationen wie Koma und Astigmatismus zeigt. Diese Aberrationen wurden ebenfalls bei der Messung mit dem Spalttest beobachtet (siehe Abschnitt 3.4.2).

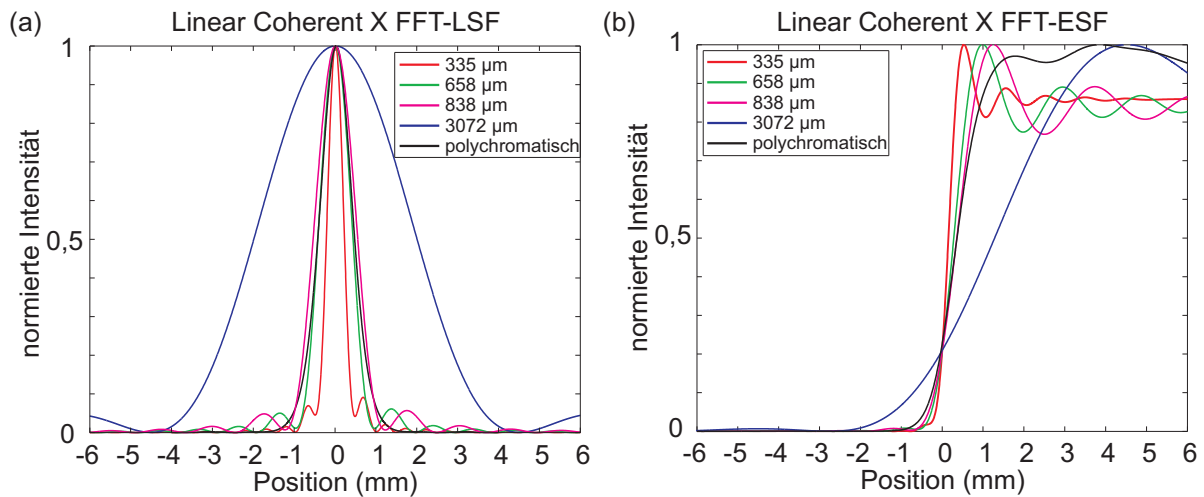


Abbildung 3.16: Modellierung von Linienbildfunktion (a) und Kantenbildfunktion (b) jeweils für den Feldpunkt (0; 0,396 mm) der THz-Abbildungsoptik in ZEMAX.

**Modulationstransferfunktion (MTF).** Die FFT-MTF in ZEMAX wurde ebenfalls für den Feldpunkt (0; 0,396 mm) bestimmt, der Pixel 4 entspricht. Für die Berechnung der polychromatischen MTF, wurde das Spektrum ebenfalls durch 24 Wellenlängen abgetastet. Die FFT-MTF wird im Bildraum bestimmt. Um die MTF im Objektraum zu bestimmen, müssen die Werte mit dem Abbildungsmaßstab multipliziert werden, da es sich um Frequenzen handelt ( $\beta' = -1,149$ ).

Abbildung 3.17 (a) zeigt den idealen (schwarz) und realen (farbig) Verlauf der MTF bei den ausgewählten Wellenlängen und polychromatisch. Die ideale MTF gilt für die beugungsbegrenzte Optik. Die reale MTF berücksichtigt die Aberrationen im System. Für die Wellenlängen 658–3072  $\mu\text{m}$  fallen ideale und reale MTF zusammen. Das System ist also beugungsbegrenzt. Für 297  $\mu\text{m}$  weicht die tangential MTF-Kurve nur leicht von der idealen ab. Das System ist bei dieser Wellenlänge nahezu beugungsbegrenzt. Durch die gute spektrale Abbildungsleistung, fallen auch die polychromatischen realen und idealen MTF-Kurven zusammen.

Die hier berechnete MTF ist gültig für die inkohärente Beleuchtung. Der Bildentstehungsprozess bei der Bildgebung mittels THz-Pulsen ist aber kohärent. Nach der abbeschen Abbildungstheorie gibt es einen Zusammenhang zwischen der Auflösung im inkohärenten und kohärenten Fall: Die Auflösung im inkohärenten Fall ist doppelt so groß wie für die kohärente Beleuchtung. Daher beträgt die Auflösungsgrenze der THz-Optik für eine bestimmte Wellenlänge die Hälfte des mittels FFT-MTF-Tools vorhergesagten Werts. Die Übertragungsfunktion im kohärenten Fall wird als CTF (Coherent Transfer Funktion) bezeichnet. Im Idealfall ist der Kontrast bei der CTF bis zur Grenzfrequenz 1 und fällt danach abrupt von 1 auf 0 ab [104].

Abbildung 3.17 (b) zeigt die polychromatische MTF für den Feldpunkt, der Pixel 8 entspricht (0; -2,775 mm). Die Abbildung ist nicht mehr über das gesamte Spektrum beugungsbegrenzt, sodass hier die reale Kurve unterhalb der idealen verläuft.

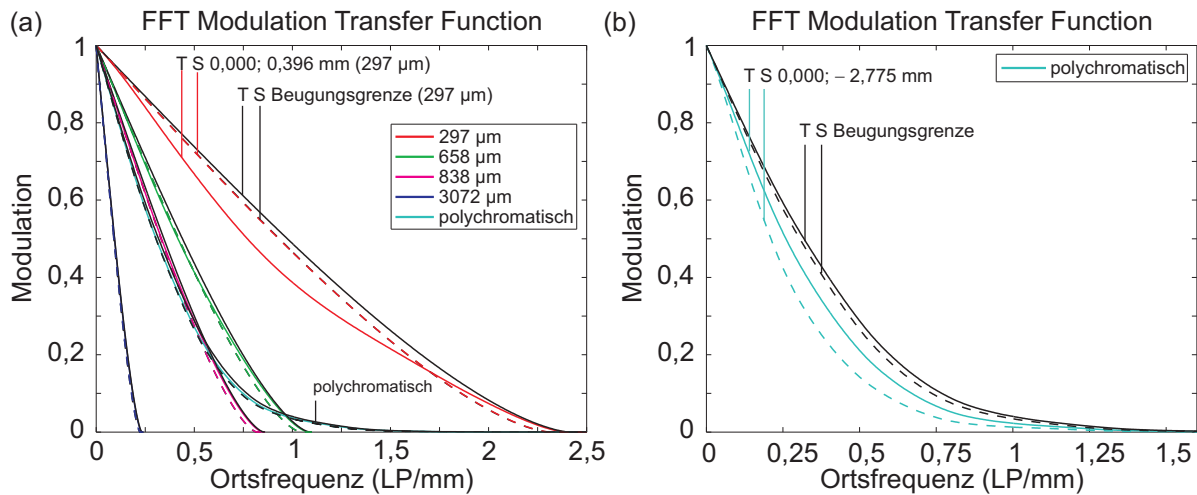


Abbildung 3.17: Modellierung der MTF in ZEMAX. (a) FFT-MTF im Bildraum für den Feldpunkt (0; 0,396 mm) für ausgewählte Wellenlängen und polychromatisch. (b) Polychromatische MTF für den äußersten Feldpunkt (0; - 2,775 mm).

### 3.4.2 Auflösungstests und Vergleich zur theoretischen Vorhersage mit ZEMAX

Die Abbildungseigenschaften des realisierten Systems wurden mit einem Spalt- und einem Drahttest, mit Liniengittern verschiedener Periode sowie mit einem Siemensstern überprüft.

**Linienbildfunktion.** Zum Testen des Auflösungsvermögens einzelner Linien wurden Auflösungstests mit einzelnen Spalten bzw. Drähten verschiedener Breite hergestellt (Abb. 3.18).

Der THz-Systemdemonstrator wurde im Rahmen der Masterarbeit von Herrn Ralf

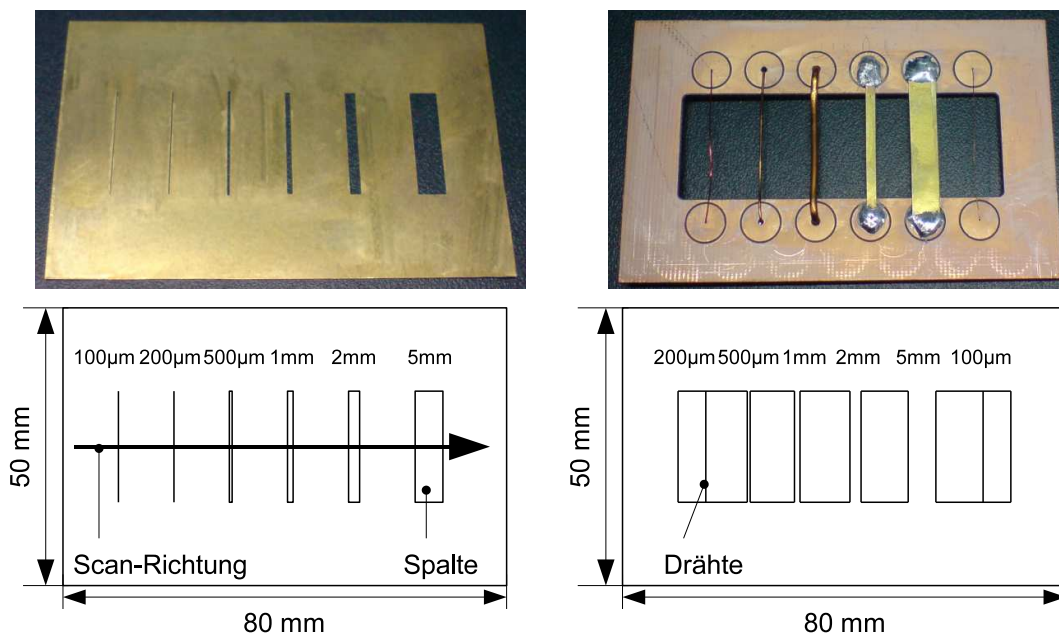


Abbildung 3.18: Auflösungstests mit Linien verschiedener Breite.

### 3 Untersuchungen zu THz-Optiken

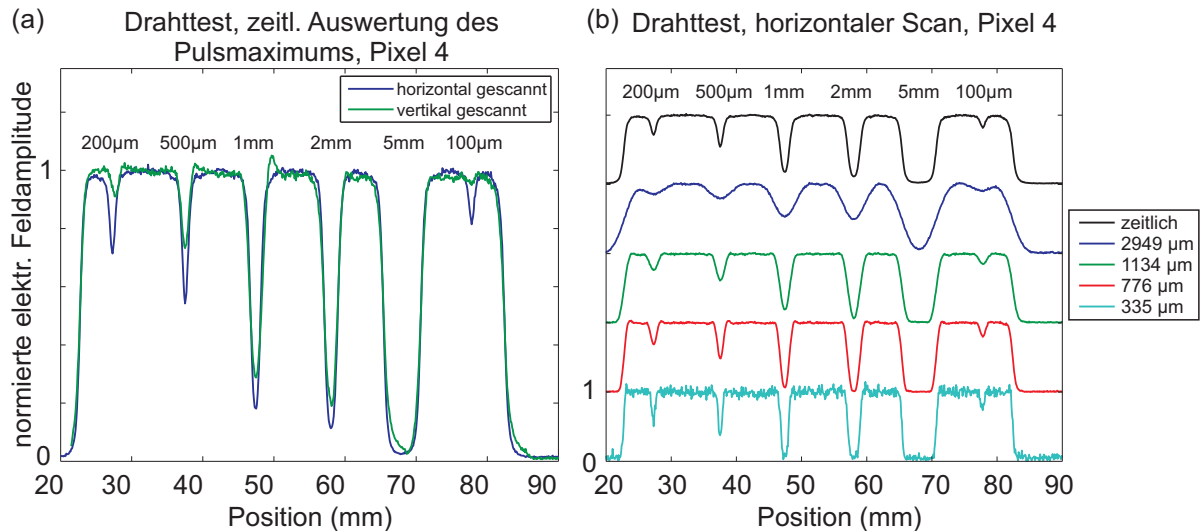


Abbildung 3.19: Auflösung einzelner Drähte. (a) Zeitliche Auswertung des Pulsmaximums für verschiedene Orientierungen des Auflösungstests. (b) Vergleich des zeitlichen Signals mit den spektralen Funktionen.

Müller [105] aufgebaut und charakterisiert. Die Messwerte wurden mittels eines 8-Kanaleos-Detektionssystems aufgenommen, sodass für jedes Pixel die entsprechenden Messdaten vorliegen. Im Folgenden wird die Auswertung nur anhand eines einzelnen Pixels vorgenommen. Damit können die Abbildungseigenschaften eines bestimmten Feldpunktes untersucht werden.

Beim horizontalen Scan wurden die Spalte und Drähte vertikal ausgerichtet. Die vertikale Richtung entspricht der x-Richtung im ZEMAX-Layout. Für den vertikalen Scan wurden die Tests um 90° gedreht, sodass nun die Linien horizontal ausgerichtet waren. Diese Ausrichtung der Linien fällt mit der y-Richtung des ZEMAX-Layouts zusammen. Die Verstellung der Auflösungstests wurde durch zwei Translationseinheiten in x- und y-Richtung ermöglicht. Die Positioniergenauigkeit der Verschiebetische betrug 1 µm pro 25 mm. Die Tests wurden mit einer Schrittweite von 0,1 mm gescannt.

Die Messergebnisse des Auflösungstests mit Drähten sind in Abb. 3.19 dargestellt. Abbildung 3.19 (a) zeigt die Auswertung des Pulsmaximums im Zeitbereich für Pixel 4 (nahe der optischen Achse) für beide Scanrichtungen. Beim horizontalen Scan können Drähte bis 100 µm, beim vertikalen Scan bis 200 µm aufgelöst werden. Abbildung 3.19 (b) zeigt einen Vergleich der zeitlichen Auswertung des Pulsmaximums und der spektralen Analyse für den horizontalen Scan. Bei dieser Messung lag die Peakfrequenz um 0,2645 THz (1134 µm Wellenlänge) und die Schwerpunktfrequenz bei 0,3866 THz (776 µm Wellenlänge). Die zeitliche Linienbildfunktion kann qualitativ wie folgt beschrieben werden: Die Halbwertsbreite (FWHM - Full Width at Half Maximum) der zeitlichen LSF ist in Übereinstimmung mit dem FWHM-Wert bei der Schwerpunktwellenlänge. Jedoch verläuft die zeitliche Funktion nach oben hin viel breiter als bei der Schwerpunktwellenlänge. Die Breite der einzelnen Verteilungen ist in Tabelle 3.11 angegeben. Das typische Überspringen der kohärenten ESF kann beispielsweise bei den Positionen 22,5 und 82,5 mm für 335 µm beobachtet werden. Dieses Überspringen wird bei

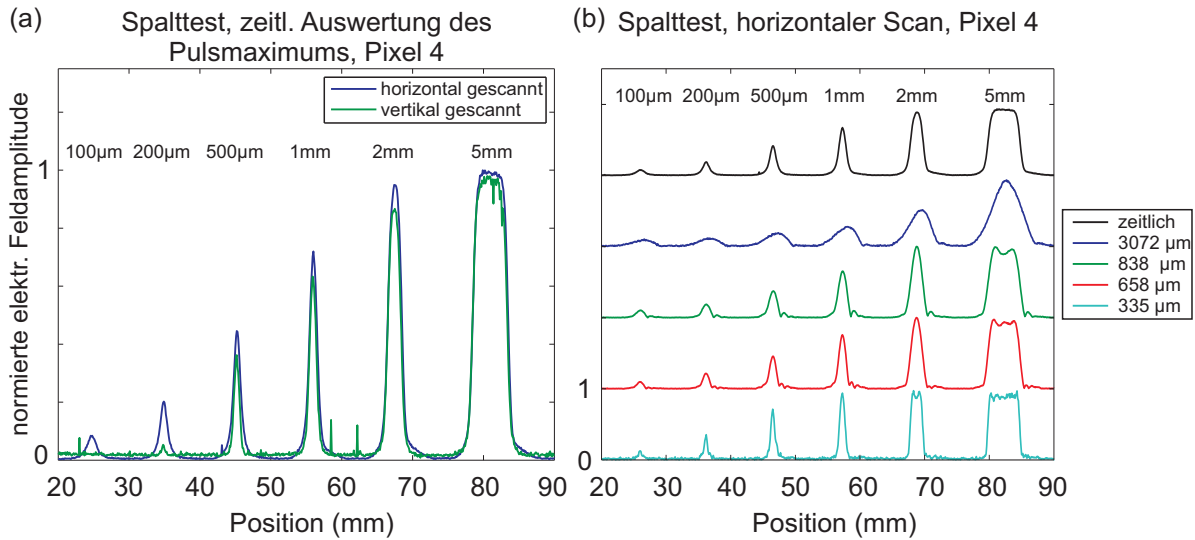


Abbildung 3.20: Auflösung einzelner Spalte. (a) Zeitliche Auswertung des Pulsmaximums für verschiedene Orientierungen des Auflösungstests. (b) Vergleich des zeitlichen Signals mit den spektralen Funktionen.

der zeitlichen Auswertung des Pulsmaximums geglättet.

Die Auswertung der Messungen mit dem Spalttest ist in Abb. 3.20 enthalten. Abbildung 3.20 (a) zeigt wie zuvor die zeitliche Auswertung des Pulsmaximums für Pixel 4 für den horizontalen und den vertikalen Scan. Wie bei den Drähten können beim horizontalen Scan einzelne Spalte bis zu einer Breite von 100 µm noch detektiert werden und beim vertikalen Scan bis 200 µm. Das Spektrum dieser Messung wurde bereits in Abb. 3.11 gezeigt. Die Peakfrequenz liegt bei 0,3851 THz (838 µm Wellenlänge) und die Schwerpunktfrequenz liegt bei 0,4557 THz (658 µm Wellenlänge). Abbildung 3.20 (b) zeigt den Vergleich der zeitlichen und spektralen Funktionen für den horizontalen Scan. Der qualitative Verlauf ist ähnlich wie beim Drahttest. Der FWHM-Wert der zeitlichen LSF stimmt in etwa mit dem bei der Schwerpunktwellenlänge überein. Zum Fuß der Verteilung verläuft die zeitliche LSF viel breiter als bei der Schwerpunktwellenlänge. Ebenfalls kann das Überschwingen der kohärenten ESF beobachtet werden: beispielsweise beim 5 mm-Spalt bei den Wellenlängen 838 µm, 658 µm und 335 µm. Dieses Überschwingen wird bei der zeitlichen Auswertung ebenfalls geglättet. Weiterhin kann für die Wellenlängen  $\leq 838$  µm der Einfluss von Koma und Astigmatismus beobachtet werden, was sich durch eine asymmetrische LSF zeigt. Damit kann der Auflösungstest auch genutzt werden, um die Aberrationen des realisierten Systems zu klassifizieren. Dies wurde zuvor bereits im Abschnitt 3.4.1 theoretisch vorhergesagt.

Die qualitativen Beobachtungen werden im Folgenden durch Messergebnisse unterlegt. Anhand der Tabellen 3.11 und 3.12 kann die Breite der zeitlichen und der spektralen Linienbildfunktionen für beide Tests verglichen werden. Die normierten Intensitätsfunktionen wurden hierfür anhand der gemessenen elektrischen Feldamplituden bestimmt. Weiterhin können die Messwerte mit den theoretisch vorhergesagten verglichen werden. Dabei wird die zeitliche LSF

### 3 Untersuchungen zu THz-Optiken

mit der polychromatischen LSF aus ZEMAX verglichen. Als Vergleichskriterien dienen jeweils der 13,5%- und 50%-Intensitätslevel. Um die Breite der LSF zu bestimmen wurden die Draht- und Spaltbreiten verwendet, die gerade kleiner als die Wellenlänge sind. Die entsprechenden Breiten sind in Klammern in den Tabellen mit angegeben.

Für den Drahttest sind die gemessenen Breiten größer als die mit ZEMAX berechneten. Die Abweichungen sind in Tab. 3.11 angegeben. Beispielsweise beträgt für die Schwerpunktwellenlänge 776  $\mu\text{m}$  der gemessene FWHM-Wert 1,13 mm und der theoretische Wert 0,84 mm. Dies entspricht einer absoluten Abweichung von 0,29 mm und einer relativen Abweichung von 26%.

Eine Ursache für die Abweichung kann das Sampling der gemessenen LSF sein: Die Schrittweite betrug 0,1 mm. Die Breiten der LSF bei 50% und 13,5% der Maximalintensität wurden zwischen den Messwerten interpoliert. Daher kann die bestimmte Breite bis zu 0,1 mm vom wahren Wert abweichen. Für die Linienbreite von 1,13 mm sind dies bereits 8,85%. Weiterhin kann Defokussierung zu einer Verbreiterung der LSF führen. Diese Defokussierung ist beispielsweise auf die Genauigkeit des Brechungsindex zurückzuführen: Eine Änderung des Brechungsindex um  $\pm 0,01$  führt zu einer Änderung der Brennweite der verwendeten Linsen von ca.  $\mp 2$  mm. Eine Verschiebung des Detektors von 2 mm in negative z-Richtung führt zu einer theoretischen FWHM-Breite von 0,89 mm bei 776  $\mu\text{m}$ , d.h. zu einer Abweichung von 5,6%. Daher kann der wahre Wert bei 50% der Maximalintensität bei 776  $\mu\text{m}$  um bis zu 15% vom Messwert abweichen. Als weitere Ursache für die Abweichung kommen Justageungenauigkeiten in Betracht, die ebenfalls zu einer Defokussierung führen.

Nun wird untersucht, wie die zeitliche LSF mit der spektralen LSF korreliert und wie dieses Verhalten mit ZEMAX modelliert werden kann. Die zeitliche FWHM-Breite beträgt 1,12 mm, die gemessene Breite bei der Schwerpunktwellenlänge 776  $\mu\text{m}$  beträgt 1,13 mm. Dies ist eine Abweichung von 0,88%. Die mit ZEMAX simulierte FWHM-Breite der polychromatischen LSF beträgt 0,9 mm, die bei der Schwerpunktwellenlänge beträgt 0,84 mm. Dies ist eine Abweichung von 6,67%, die durch das Sampling des Spektrums bei der Simulation verursacht sein kann. Beim 13,5%-Level tendieren sowohl die zeitliche als auch die polychromatische Linienbildfunktion mehr zu den Werten der Peakwellenlänge (1134  $\mu\text{m}$ ).

Das qualitative Verhalten der zeitlichen LSF kann also mit der polychromatischen LSF modelliert werden. Aus den Messungen und der theoretischen Untersuchung kann folgende Aussage abgeleitet werden: Die zeitliche LSF zeigt das integrale Verhalten über das gesamte Spektrum. Die Halbwertsbreite kann mit der Schwerpunktwellenlänge abgeschätzt werden. Die Nebenmaxima der spektralen Linienbildfunktionen werden im Zeitbereich geglättet. Die zeitliche Funktion verläuft zum Intensitätsmaximum hin breiter als die spektralen Funktionen bei der Peakwellenlänge oder der Schwerpunktwellenlänge.

Beim Spalttest ist der Unterschied zwischen gemessener und simulierter Linienbreite kleiner als beim Drahttest (Tabelle 3.12). Die Unterschiede sind besonders gering bei der Wellenlänge 335  $\mu\text{m}$  und der zeitlichen Auswertung. Bei den Wellenlängen 658  $\mu\text{m}$  und 838  $\mu\text{m}$  und der zeitlichen Auswertung sind die Messwerte größer als mit ZEMAX vorhergesagt. Die relative

Tabelle 3.11: Auswertung Drähte, horizontaler Scan: Vergleich der gemessenen und simulierten Linienbreiten bei 50% und 13,5% des Intensitätsmaximums

| Mess-signal                                     | @ 50% $I_{\max}$                                 |                                     |                      |                      | @ 13,5% $I_{\max}$                               |                                     |                      |                      |
|---|--|-------------------------------------|----------------------|----------------------|--|-------------------------------------|----------------------|----------------------|
|   | Messung  | Simu-<br>lation                     | Ab-<br>wei-<br>chung | Ab-<br>wei-<br>chung | Messung  | Simu-<br>lation                     | Ab-<br>wei-<br>chung | Ab-<br>wei-<br>chung |
|   | Linienbreite<br>(mm)                             |                                     | chung<br>(mm)        | (%)                  | Linienbreite<br>(mm)                             |                                     | chung<br>(mm)        | (%)                  |
| zeitl. Aus-<br>wertung<br>des Puls-<br>maximums | 1,12<br>(Draht-<br>dicke:<br>500 $\mu\text{m}$ ) | 0,90<br>(poly-<br>chroma-<br>tisch) | 0,22                 | 19,64                | 2,06<br>(Draht-<br>dicke:<br>500 $\mu\text{m}$ ) | 1,56<br>(poly-<br>chroma-<br>tisch) | 0,50                 | 24,27                |
| 335 $\mu\text{m}$                               | 0,60<br>(200 $\mu\text{m}$ )                     | 0,38                                | 0,22                 | 36,67                | 0,95<br>(200 $\mu\text{m}$ )                     | 0,73                                | 0,22                 | 23,16                |
| 776 $\mu\text{m}$<br>(Schwerp.)                 | 1,13<br>(500 $\mu\text{m}$ )                     | 0,84                                | 0,29                 | 26,00                | 1,69<br>(500 $\mu\text{m}$ )                     | 1,36                                | 0,33                 | 19,53                |
| 1134 $\mu\text{m}$<br>(Peak)                    | 1,55<br>(500 $\mu\text{m}$ )                     | 1,24                                | 0,31                 | 20,00                | 2,33<br>(500 $\mu\text{m}$ )                     | 1,96                                | 0,37                 | 15,88                |
| 2949 $\mu\text{m}$                              | 4,08<br>(2 mm)                                   | 3,19                                | 0,89                 | 21,81                | 6,07<br>(2 mm)                                   | 5,04                                | 1,03                 | 16,97                |

Tabelle 3.12: Auswertung Spalte, horizontaler Scan: Vergleich der gemessenen und simulierten Linienbreiten bei 50% und 13,5% des Intensitätsmaximums

| Mess-signal                                     | @ 50% $I_{\max}$                                  |                                     |                      |                      | @ 13,5% $I_{\max}$                                |                                     |                      |                      |
|---|---|-------------------------------------|----------------------|----------------------|---|-------------------------------------|----------------------|----------------------|
|   | Messung   | Simu-<br>lation                     | Ab-<br>wei-<br>chung | Ab-<br>wei-<br>chung | Messung   | Simu-<br>lation                     | Ab-<br>wei-<br>chung | Ab-<br>wei-<br>chung |
|   | Linienbreite<br>(mm)                              |                                     | chung<br>(mm)        | (%)                  | Linienbreite<br>(mm)                              |                                     | chung<br>(mm)        | (%)                  |
| zeitl. Aus-<br>wertung<br>des Puls-<br>maximums | 0,79<br>(Spalt-<br>breite:<br>500 $\mu\text{m}$ ) | 0,81<br>(poly-<br>chroma-<br>tisch) | -0,02                | -2,47                | 1,49<br>(Spalt-<br>breite:<br>500 $\mu\text{m}$ ) | 1,35<br>(poly-<br>chroma-<br>tisch) | 0,14                 | 9,40                 |
| 335 $\mu\text{m}$                               | 0,39<br>(200 $\mu\text{m}$ )                      | 0,38                                | 0,01                 | 2,56                 | 0,71<br>(200 $\mu\text{m}$ )                      | 0,72                                | -0,01                | -1,41                |
| 658 $\mu\text{m}$<br>(Schwerp.)                 | 0,87<br>(500 $\mu\text{m}$ )                      | 0,72                                | 0,15                 | 17,24                | 1,43<br>(500 $\mu\text{m}$ )                      | 1,17                                | 0,26                 | 18,18                |
| 838 $\mu\text{m}$<br>(Peak)                     | 1,07<br>(500 $\mu\text{m}$ )                      | 0,91                                | 0,16                 | 14,95                | 1,72<br>(500 $\mu\text{m}$ )                      | 1,46                                | 0,26                 | 15,12                |
| 3072 $\mu\text{m}$                              | 2,69<br>(2 mm)                                    | 3,32                                | -0,63                | -18,98               | 4,48<br>(2 mm)                                    | 5,25                                | -0,77                | -17,19               |

Abweichung liegt aber noch innerhalb der Messgenauigkeit. Bei 3072  $\mu\text{m}$  ist der Messwert kleiner als mit ZEMAX vorbestimmt. Dies kann auf die geringe detektierte Intensität beim Test der Optik mit einem Spalt zurückzuführen sein. Der FWHM-Wert bei der Schwerpunktwellenlänge beträgt 0,87 mm. Der Wert bei der zeitlichen Auswertung beträgt 0,79 mm. Die Abweichung be-



### 3 Untersuchungen zu THz-Optiken

trägt 0,08 mm oder 9,2%. Wie beim Drahttest ist die zeitliche LSF beim 13,5%-Intensitätslevel breiter als bei der Schwerpunktwellenlänge. Dies ist ebenfalls in Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage. Die Messergebnisse des Spalttests bestätigen die zuvor getroffenen qualitativen Aussagen über die Korrelation von zeitlicher und spektraler Linienbildfunktion und deren theoretischer Vorhersage.

**Test einzelner Ortsfrequenzen (Liniengitter).** Um die Abbildungsqualität der THz-Optik zu bestimmen, wurde das System mit Liniengittern verschiedener Periode getestet. Abbildung 3.21 zeigt das Bild des Tests mit der Ortsfrequenz 1 LP/mm. Die Gitter wurden konventionell durch Fräsen in der Werkstatt des Fraunhofer IOF hergestellt. Die kleinste herstellbare Strukturperiode betrug 100  $\mu\text{m}$ .

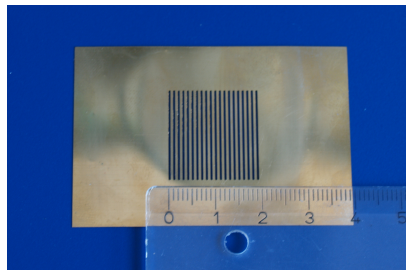


Abbildung 3.21: Liniengitter mit einer Ortsfrequenz von 1 LP/mm.

Die Gitter wurden in der Objektebene platziert (siehe Abb. 3.12). Die Linien waren vertikal ausgerichtet, d.h. in x-Richtung. Diese Richtung entspricht der tangentialen Richtung bei der Bestimmung der MTF in ZEMAX. Abbildung 3.22 zeigt die Auswertung der Auflösungstests mit verschiedenen Gitterperioden für die THz-Optik.

Abbildung 3.22 (a) zeigt die zeitliche Auswertung des Pulsmaximums. Die Abbildungen 3.22 (b) – (e) zeigen die spektrale Auswertung für die Wellenlängen 297  $\mu\text{m}$ , 658  $\mu\text{m}$  (Schwerpunktwellenlänge), 838  $\mu\text{m}$  (Peakwellenlänge) und 3072  $\mu\text{m}$ . Bei der zeitlichen Auswertung des Pulsmaximums beträgt die Auflösungsgrenze 1 LP/mm. Die Modulation der elektrischen Feldstärke beträgt hier noch 0,1. Dies kann direkt aus Abb. 3.22 entnommen werden, da die gemessene elektrische Feldstärke dargestellt ist. Für den Vergleich mit ZEMAX wird die Intensitätsmodulation verwendet. Sie beträgt hier 0,2. Bei der Schwerpunktwellenlänge beträgt die Grenzfrequenz nur 0,67 LP/mm mit einer Intensitätsmodulation von 0,34. Die Auflösung bei der Auswertung des Pulsmaximums im Zeitbereich ist also höher als bei der Schwerpunktwellenlänge und der Peakwellenlänge. Dies wird durch den Anteil der kleinen Wellenlängen des Spektrums verursacht: Bei 297  $\mu\text{m}$  Wellenlänge kann die Ortsfrequenz von 1 LP/mm noch mit einer Modulation von 1 aufgelöst werden.

Tabelle 3.13 liefert einen Vergleich zwischen den gemessenen Grenzfrequenzen mit jeweiligem Intensitätskontrast in Klammern und der theoretischen Vorhersage mittels FFT-MTF-Tools in ZEMAX. Die Grenzauflösung in ZEMAX wurde für eine Modulation von  $M = 0$  bestimmt.



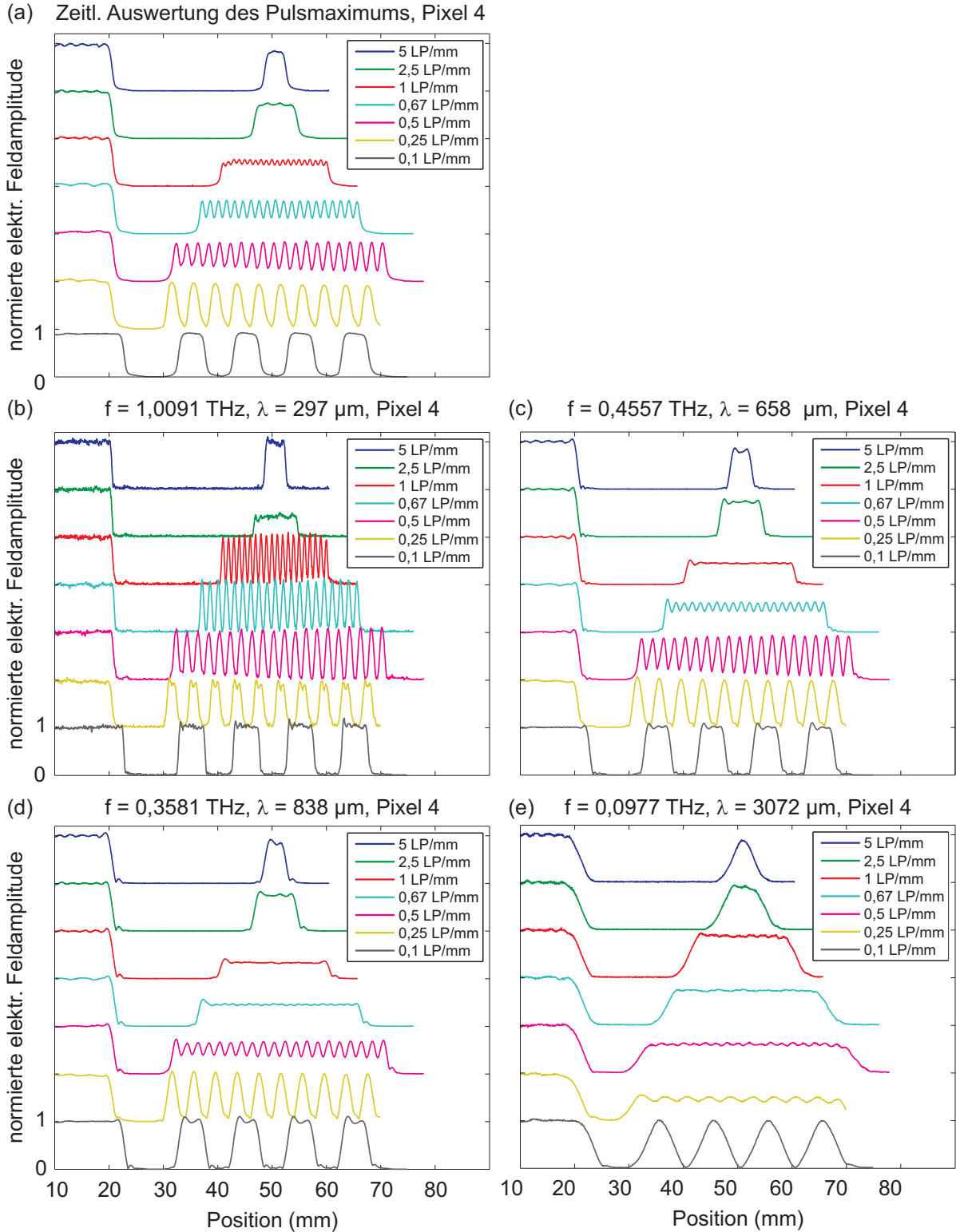


Abbildung 3.22: Test des Auflösungsvermögens der THz-Optik mit Liniengittern verschiedener Ortsfrequenz für einen Feldpunkt nahe der optischen Achse (Pixel 4): Auflösung bei zeitlicher Auswertung des Pulsmaximums (a); spektrale Auflösungen bei der kleinsten Wellenlänge 297  $\mu\text{m}$  (b), der Schwerpunktwellenlänge 658  $\mu\text{m}$  (c), der Peakwellenlänge 838  $\mu\text{m}$  (d) und der größten Wellenlänge 3072  $\mu\text{m}$  (e).

Der Vergleich der gemessenen Grenzauflösung (Spalte 2) mit der theoretischen Vorhersage (Spalte 7) zeigt, dass die reale Auflösung größer als die theoretische Grenze ist und, dass der Kontrast nicht abrupt von 1 auf 0 absinkt. Dies liegt daran, dass im realen optischen System bei der kohärenten Bildentstehung eine Modulation auch noch oberhalb der theoretischen Grenzfrequenz erreicht werden kann. Dies hat zwei Ursachen: Bei einer Ortsfrequenz oberhalb der Grenzfrequenz blockt die Pupille die mit der Ortsfrequenz ausgesendete ebene Welle nur zum Teil. So kann ein Teil der Leistung die Pupille immer noch passieren und zur Modulation im Bild beitragen. Da nicht mehr die gesamte Intensität der Beugungsordnung mit der 0. Beugungsordnung interferiert, ist die Modulation kleiner als 1. Die zweite Ursache für einen Bildkontrast bei Frequenzen oberhalb der Grenzfrequenz ist die schräge Beleuchtung mit einer ebenen Welle des Testobjekts. Dadurch liegen die Beugungsordnungen asymmetrisch zur optischen Achse in der Eintrittspupille und erzeugen so ebenfalls eine Modulation im Bild. Auch hier ist die Modulation kleiner als 1 [104, 106].

Das charakteristische Verhalten der CTF kann für die Wellenlänge 297  $\mu\text{m}$  beobachtet werden. Die gemessene Intensitätsmodulation bei 1 LP/mm ist  $M = 1$ . Hier liefert die FFT-MTF einen Kontrast von 0,5 (siehe Abb. 3.17). Die gemessene Modulation bei 2,5 LP/mm ist 0. Da bei der Messung nur diskrete Raumfrequenzen zur Verfügung standen, kann keine Aussage über den Verlauf des Kontrasts zwischen beiden Werten getroffen werden. Die theoretisch vorhergesagte Grenzfrequenz mit ZEMAX beträgt ca. 1,4 LP/mm. Bis zu dieser Frequenz beträgt der Kontrast idealerweise 1, darüber fällt der Kontrast ab. Wie der Kontrast abfällt kann aber nicht vorhergesagt werden. Dies kann nur durch Messung bestimmt werden. Die polychromatischen MTF-Kurven zeigen das gleiche Verhalten wie die zeitliche Auswertung der Auflösungstests. Sie fallen nicht mit einer bestimmten spektralen MTF-Kurve zusammen, sondern spiegeln das

Tabelle 3.13: Vergleich von gemessener Grenzauflösung und der mittels ZEMAX bestimmten

| Messsignal                        | Messung                                       |                       | Simulation                                    |                       |  |   |
|-----------------------------------|---|-----------------------|---|-----------------------|--|---|
|                                   | maximale Ortsfrequenz<br><br>Bildraum (LP/mm) | Intensitätsmodulation | maximale Ortsfrequenz<br><br>Bildraum (LP/mm) | Intensitätsmodulation | maximale Ortsfrequenz<br>Objekt-<br>raum (LP/mm) | maximale Ortsfrequenz,<br>kohärente Beleuchtung<br>Bildraum (LP/mm) |
| 297 $\mu\text{m}$ , Pixel 4       | 1,00  | $M = 1,00$            | 2,395   | $M = 0$               | 2,75   | 1,375   |
| 658 $\mu\text{m}$ , Pixel 4       | 0,67  | $M = 0,34$            | 1,086   | $M = 0$               | 1,25   | 0,625   |
| 838 $\mu\text{m}$ , Pixel 4       | 0,50  | $M = 0,52$            | 0,852   | $M = 0$               | 0,98   | 0,490   |
| 3072 $\mu\text{m}$ , Pixel 4      | 0,25  | $M = 0,23$            | 0,2325  | $M = 0$               | 0,267  | 0,1335  |
| zeitl. Ausw. Pulsmaximum, Pixel 4 | 1,00  | $M = 0,22$            | 2,385   | $M = 0$               | 2,74   | –   |
| zeitl. Ausw. Pulsmaximum, Pixel 8 | 0,67  | $M = 0,23$            | 2,41  | $M = 0$               | 2,77   | –   |

integrale Verhalten über den gesamten Wellenlängenbereich wieder. Der Anteil der kleinen Wellenlängen im Spektrum verursacht den Schwanz der polychromatischen MTF-Kurven, wo die Auflösung größer als bei der Schwerpunktwellenlänge ist. Bei der polychromatischen FFT-MTF für 1 LP/mm Ortsfrequenz beträgt der Kontrast 0,05. Die Grenzfrequenz beträgt 2,74 LP/mm. Die polychromatische MTF kann also nicht genutzt werden um die Grenzfrequenz des Systems bei der zeitlichen Auswertung vorherzusagen. Sie erlaubt aber eine qualitative Aussage, ob das System im Zeitbereich beugungsbegrenzt ist, und somit die maximal mögliche Auflösung erreicht werden kann. Dies soll durch die Analyse von Pixel 8 verdeutlicht werden. Dieses Pixel bildet den äußersten Feldpunkt und besitzt die Koordinaten (0; -2,775 mm). Abbildung 3.23 (a) zeigt die zeitliche Auswertung für Pixel 8. Durch Aberrationen ist die Auflösung geringer: Eine Ortsfrequenz von 0,67 LP/mm kann mit einem Intensitätskontrast von 0,23 aufgelöst werden. Abbildung 3.23 (b) zeigt die spektrale Auswertung für die kleinste Wellenlänge 297  $\mu\text{m}$ . Für diese kann im Gegensatz zum Achspunkt die Frequenz 1 LP/mm nicht mehr aufgelöst werden. Deutlich zu erkennen ist aber, dass die Modulation bei 0,67 LP/mm bei der Wellenlänge 297  $\mu\text{m}$  zu einem Kontrast bei der zeitlichen Auswertung führt. Abschnitt 3.4.1 zeigte, dass die realen polychromatischen MTF-Kurven von den beugungsbegrenzten Kurven abweichen und somit das Auflösungsvermögen im Vergleich zu Pixel 4 reduziert sein muss.

Die vorherige Betrachtung zeigte, dass die THz-Optik bis zu den kleinsten Wellenlängen des Spektrums beugungsbegrenzt sein muss, um maximale Auflösung im Zeitbereich zu erreichen. Es ist nicht ausreichend das System nur bis zur Peakwellenlänge oder Schwerpunktwellenlänge beugungsbegrenzt zu optimieren.

Bei den Auflösungstests zeigte sich weiterhin der Einfluss der Polarisation. Die Linien wurden senkrecht zur Polarisation angeordnet. Daher wird Intensität für Ortsfrequenzen oberhalb der Auflösungsgrenze durch das Gitter transmittiert (Bsp.: Abb. 3.22 (c) für 2,5 und 5 LP/mm).

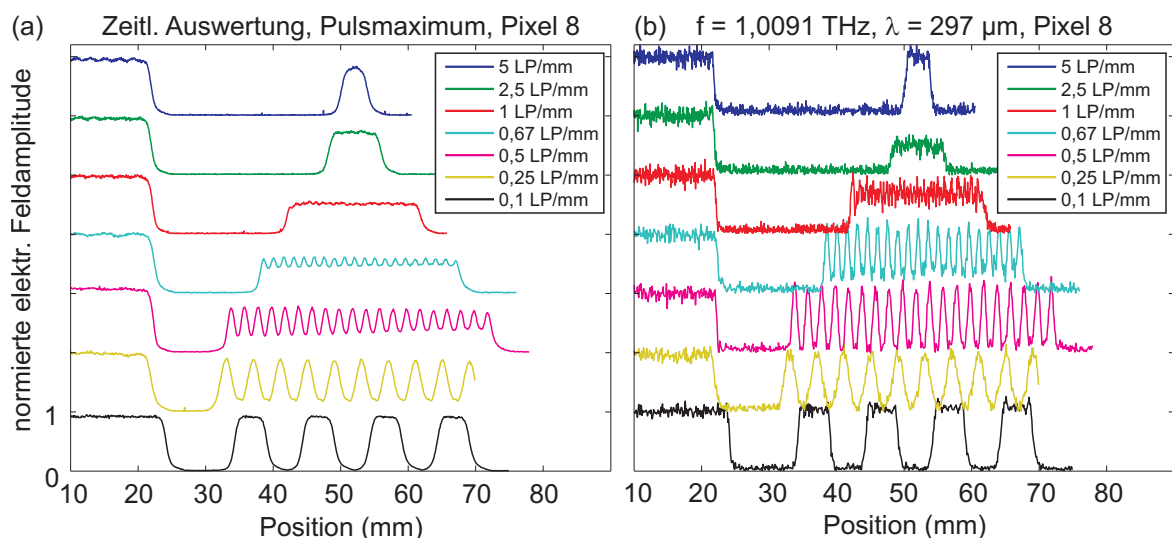


Abbildung 3.23: Vergleich der Auflösung von Liniengittern für Pixel 8: (a) zeitliche Auswertung des Pulsmaximums, (b) bei der kleinsten Wellenlänge 297  $\mu\text{m}$ .

**Siemensstern.** Der Siemensstern dient ebenfalls der Bestimmung des Auflösungsvermögens einer Optik. Der Vorteil ist hierbei, dass alle Ortsfrequenzen in einem einzigen Test vorhanden sind. Für die Bildrekonstruktion wurden hier alle 8 Kanäle gleichzeitig verwendet [100]. So wird die Abbildungsleistung über das gesamte Feld ermittelt. Der Siemensstern besteht aus einer Chromschicht (160 nm) auf einem Zeonex<sup>®</sup> E48R-Substrat. Er wurde für diese Anwendung speziell von der Firma POG Präzisionsoptik Gera GmbH gefertigt. Die Chromschicht ist nicht ganz deckend und transmittiert noch ca. 10% der THz-Feldamplitude. Das maximale Kontrastverhältnis beträgt daher 0,82. Der Siemensstern hat 36 Sektoren. Um die Auflösung zu bestimmen, wurde der Kreis so gezeichnet, dass die Modulation innerhalb des Kreises gegen 0 geht. Der Durchmesser dieses Kreises beträgt 16,4 mm. Die laterale Auflösung beträgt also  $\delta r = \pi D/36 = 1,4$  mm. Dies entspricht einer Ortsfrequenz von 0,7 LP/mm. Diese Auflösung stimmt gut mit der für den äußersten Feldpunkt (Pixel 8) überein. Die Abweichung von 4,29% ist darauf zurückzuführen, dass der Bestimmungskreis nicht anhand eines bestimmten Kontrastverhältnisses eingezeichnet wurde und, dass mit den Linientests nur diskrete Ortsfrequenzen getestet werden können. Somit kann der Siemensstern als schneller Test zur Bestimmung des Auflösungsvermögens der THz-Optik verwendet werden.

In der Mitte des Bildes des Siemenssterns sieht man ebenfalls den Einfluss der Polarisierung (Richtung ist in Abb. 3.24 eingezeichnet). Die transmittierte Feldamplitude ist hoch für Linien senkrecht zur Polarisationsrichtung und niedrig für Linien parallel zur Polarisierung.

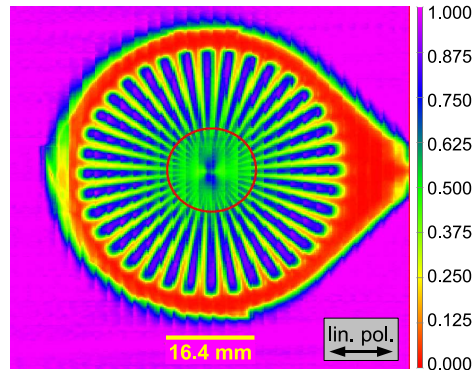


Abbildung 3.24: Abbildung eines Siemenssterns (Durchmesser 50 mm) mittels 8-Kanal-THz-Detektionssystems. Auswertung des Pulsmaximums im Zeitbereich.

## 3.5 Optimierte THz-Optik für ein 128-Kanal-System

Die folgende THz-Optik wurde für ein 128-Kanal-System optimiert. Sowohl Emitter als auch Detektor bestehen aus 128 photoleitenden Antennenstrukturen, wie sie in Abschnitt 2.2 beschrieben wurden. Es entstehen bei der Erzeugung also 128 Dipolquellen, die THz-Strahlung emittieren. Für die Optimierung wurden dafür als einfachstes Modell 128 Punktquellen angenommen. Dies begründet sich dadurch, dass der Dipol als Summe verschieden gewichteter ebener und evaneszenter Wellen aufgefasst werden kann. Die ausbreitungsfähigen ebenen

Wellen werden hier durch einzelne Strahlen repräsentiert. Die Grundidee des Designs ist, die 128 Punktquellen zunächst in den Probenraum abzubilden. Hier ist das Ziel, einen möglichst kleinen Spot zu erzeugen. Dadurch werden die abzubildenden Objektpunkte optimal ausgeleuchtet. Dann sollen diese Spots möglichst ideal auf die 128 Empfänger abgebildet werden. Der Abstand der einzelnen Antennenstrukturen beträgt  $500\text{ }\mu\text{m}$ . Für 128 Kanäle ergibt sich damit ein Gesamtfeld von  $63,5\text{ mm}$  bzw. eine Objekthöhe von  $31,75\text{ mm}$ . Dies ist ein wesentlich größeres Feld als im zuvor betrachteten Design, sodass hier ein reines Linsensystem optimiert werden muss.

Die Besonderheiten dieses Systemdesigns sind:

- Abbildung eines sehr großen Feldes (Gesamtgröße:  $63,5\text{ mm}$ )
- punktförmige Abbildung bei Vorhandensein einer zylindrischen Silizium-Auskoppellinse

Beim Design der THz-Optik wurden folgende Schritte vollzogen:

Zunächst wurde die Abbildung eines großen Feldes ohne Silizium-Auskoppellinse untersucht. Damit kann die maximal mögliche Abbildungsleistung eingeschätzt werden. Danach wurden die verschiedenen Substratlinsendesigns untersucht. Da die Dipolantennen so dicht sitzen, dass nicht jede Antenne eine eigene Auskoppellinse besitzen kann, muss eine zylindrische Auskoppellinse verwendet werden. Daher wurden zum Schluss die Ergebnisse beider Voruntersuchungen zu einem Gesamtsystem mit zylindrischen Siliziumsubstratlinsen kombiniert.

**Abbildungsqualität ohne Substratlinse.** Bei der Untersuchung der Abbildungsmöglichkeiten für ein Feld der genannten Größe stellte sich heraus, dass über das gesamte Feld nur eine beugungsbegrenzte Abbildung bis  $500\text{ }\mu\text{m}$  ( $0,6\text{ THz}$ ) erreicht werden kann. Dabei wurde ein symmetrischer Systemansatz mit zwei Linsen zur Kompensation von Koma gewählt [107, 108]. Die beste Abbildungsleistung wurde mit asphärischen Flächen unter Verwendung höherer Asphärenkoeffizienten erreicht. Damit ist eine beugungsbegrenzte Abbildung bis  $500\text{ }\mu\text{m}$  ( $0,6\text{ THz}$ ) über das gesamte Feld möglich (siehe Abb. 3.25). Dies stellt die maximal mögliche Abbildungsleistung für das zu optimierende System dar. Die Linsendurchmesser betragen  $76\text{ mm}$ . Damit ergibt sich eine numerische Apertur von  $0,345$ . Bei diesem System sind die stärker gekrümmten Flächen nach außen gerichtet, was so auch bei Weitwinkelobjektiven vorzufinden ist ([109], S. 680–681). Die Ursachen dafür, dass eine beugungsbegrenzte Abbildung nur für Wellenlängen bis  $500\text{ }\mu\text{m}$  möglich ist, sind zum einen die große numerische Apertur und zum anderen die Petzval-Wölbung der Bildfläche, d.h. dass die ideale Bildfläche gekrümmt ist. Lässt man bei der Optimierung der Beleuchtungsoptik eine Krümmung der Bildfläche zu, so ist mit dem System eine beugungsbegrenzte Abbildung bis zu Wellenlängen von  $100\text{ }\mu\text{m}$  ( $3\text{ THz}$ ) möglich. Der Krümmungsradius der Bildebene beträgt dann  $83,14\text{ mm}$ . Gleichzeitig steigt aber die Verzeichnung. Sie beträgt für den äußersten Feldpunkt ( $y = 31,75\text{ mm}$ )  $5\%$ .

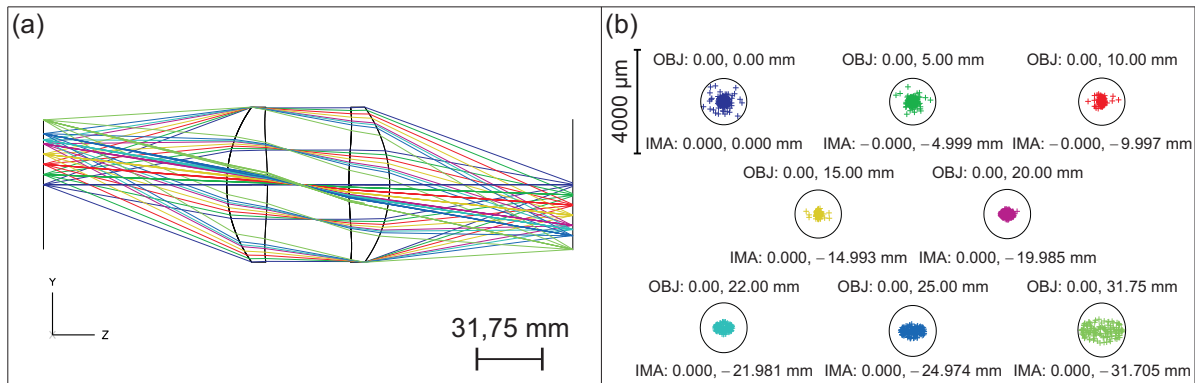


Abbildung 3.25: (a) THz-Optik für die Abbildung eines großen Feldes mit zwei symmetrischen Zeonex® 480R-Linsen ( $n = 1,52$ ) mit dazugehörigem Spotdiagramm für 500 µm Wellenlänge (b).

**Untersuchungen zur Siliziumsubstratlinse.** Prinzipiell geht die Entwicklung von den Oberflächenemittern hin zu linsengekoppelten photoleitenden Antennen, da mit diesen die THz-Strahlung effizienter erzeugt werden kann. Deshalb wird im Folgenden auf die unterschiedlichen Linsendesigns zur Auskopplung der THz-Strahlung eingegangen. Es wird gezeigt, dass sich die in der Literatur beschriebenen Phänomene auch mittels geometrisch-optischen Modells erklären lassen. Dies wiederum ermöglicht eine einfache Optimierung der Substratlinsen für die jeweilige Anwendung. Insbesondere wird gezeigt, dass die Substratlinse in das gesamte Design einbezogen werden muss und dann erst eine Aussage über spektrale Bandbreite und Leistungsübertragung des Systems getroffen werden kann.

Abbildung 3.26 zeigt die zwei üblichen Substratlinsendesigns im Nah- und Fernfeld. Beim kollimierenden Linsendesign wird der Auskoppelwinkel vom Siliziumsubstrat von  $17^\circ$  auf  $47^\circ$  (Halbwinkel) erhöht. Charakteristisch für das kollimierende Linsendesign ist, dass durch die Refraktion an der Linsenoberfläche die Strahlen zum Rand hin dichter verlaufen, was einer Bündelung der Energie am Rand entspricht. Dies stimmt mit der beobachteten Ringstruktur der Strahlung im Nahfeld aus [18] und [21] überein (siehe Abschnitt 2.2). Der Öffnungsfehler des kollimierenden Linsendesigns führt dazu, dass die Strahlen die optische Achse kreuzen und dann im Fernfeld eine nahezu gaußförmige Strahlverteilung ergeben. Dies wurde ebenfalls in [18] und [21] so beobachtet. Eine Korrektur dieses einmal eingeführten Abbildungsfehlers im folgenden Design ist aber sehr schwierig.

Beim aplanatischen Linsendesign wird der Auskoppelwinkel vom Siliziumsubstrat von  $17^\circ$  auf  $60^\circ$  (Halbwinkel) erhöht. Wie aus Abb. 3.26 ersichtlich wird, verteilt die Auskoppellinse die Strahlung relativ gleichmäßig in alle Richtungen des Raumes. Dies erklärt auch, dass in [20] auf der Achse kaum noch Feldstärke der THz-Strahlung detektiert wird, zumal die Strahlung nicht direkt hinter der THz-Antenne sondern in einem Abstand von 260 mm gemessen wurde. So ist die Aussage, dass die Strahlung den Frequenzgehalt auf der optischen Achse auf 0,6 THz beschränkt in Übereinstimmung mit der geometrisch-optischen Simulation. Dies ist jedoch kein Ausschlusskriterium für das aplanatische Linsendesign. Die Substratlinse muss vielmehr

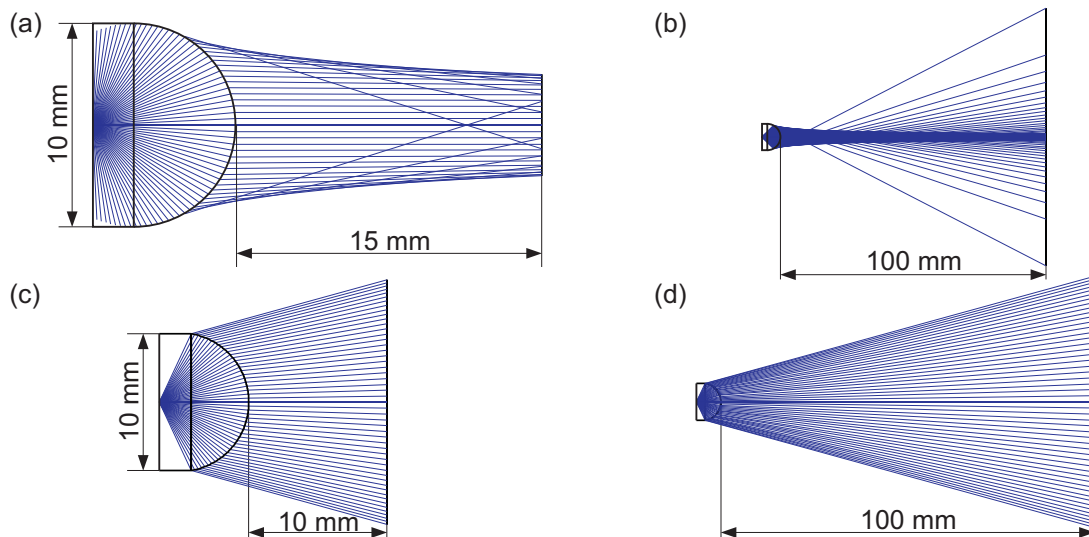


Abbildung 3.26: Nah- und Fernfeld des kollimierenden Linsendesigns [(a) bzw. (b)] und des aplanatischen Linsendesigns [(c) bzw. (d)].

im Zusammenhang mit dem restlichen optischen Design bewertet werden. Hier bietet sich für dieses Design ein entscheidender Vorteil: Die Fokussierbarkeit der Strahlung ist viel größer. Durch die nachfolgenden Linsen kann eine Kollimierung und Fokussierung der Strahlung erzielt werden. Je größer der Durchmesser der nachfolgenden Linsen, desto kleiner ist der Spot. Beim kollimierenden Linsendesign ist die Strahlung bereits kollimiert, sodass der Durchmesser der Siliziumlinse selbst die Spotgröße festlegt. Um die Linse aber zur Kollimierung nutzen zu können, muss dafür aber noch der Öffnungsfehler durch Asphärisierung der Austrittsfläche korrigiert werden. Um also mit dem kollimierenden Linsendesign den gleichen Spotdurchmesser wie mit der Kombination von aplanatischer Substratlinse und zwei Zeonex<sup>®</sup>-Linsen zu erzeugen, wäre ein viel größerer Durchmesser der Substratlinse erforderlich (in dem Fall 76 mm).

**Gesamtsystem.** Da aus Platzgründen nicht jede einzelne Antennenstruktur eine eigene Auskoppelrinne erhalten kann, wurde eine Zylinderlinse zur Auskopplung verwendet. Ein Schnitt dieser Zylinderlinse (hier x-z-Ebene) ist aplanatisch. Durch die Zylinderlinse wird der Auskoppelwinkel auf 60° in dieser Ebene erhöht. Die Zylinderlinse führt aber Astigmatismus ein, d.h. der sagittale und meridionale Brennpunkt (in der x-z bzw. y-z-Ebene) fallen auseinander (hier um 17,11 mm). Um dies zu kompensieren wurden bikonische Flächen verwendet, d.h. unterschiedliche Brennweiten in x- und y-Richtung.

Abbildung 3.27 zeigt das Optikdesign für die Beleuchtungsoptik. Die beiden Linsen sind symmetrisch. Die inneren Flächen der Linsengruppe sind asphärisch (d.h. noch rotationssymmetrisch). Die äußeren Flächen sind bikonisch. Die Linsen haben einen freien Durchmesser von 76 mm. Der Gesamtdurchmesser der Linsen beträgt 82 mm, sodass noch ein Rand zum Fassen der Linsen vorhanden ist. Dieser Durchmesser stellt einen Kompromiss zwischen Transmission und beugungsbegrenzter Abbildungsqualität dar. So könnte mit einer Optik mit Linsendurch-



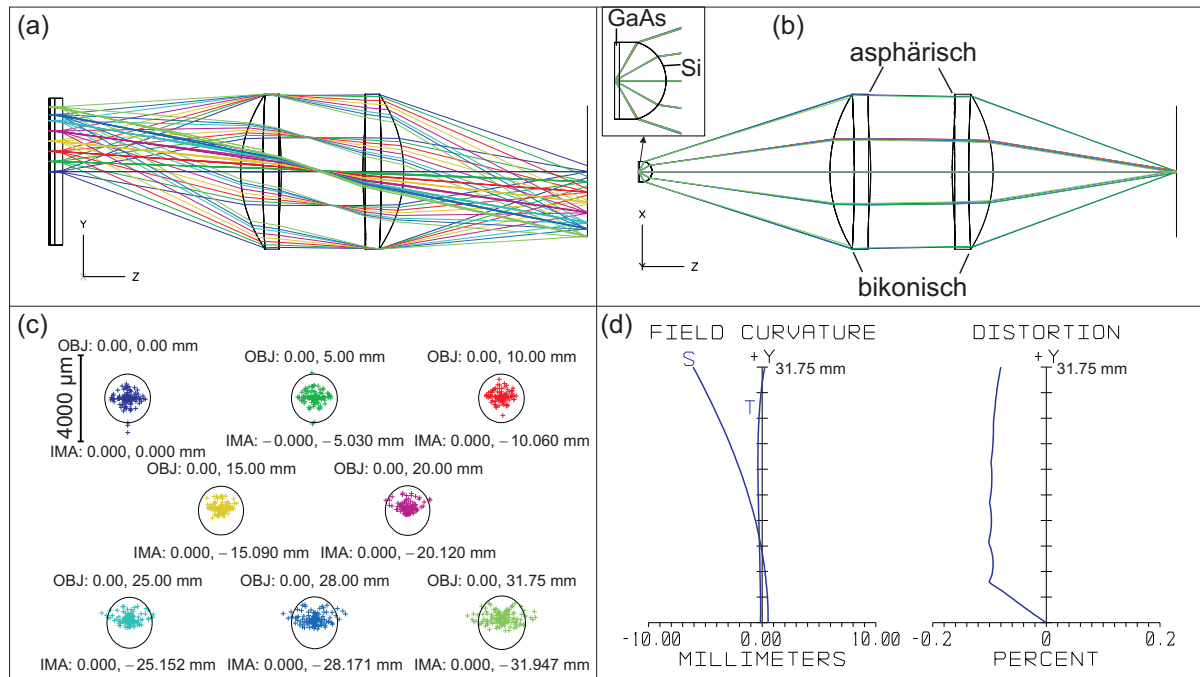


Abbildung 3.27: Beleuchtungsoptik des 128-Kanalsystems mit Ansicht in der y-z-Ebene (a), der x-z-Ebene (b), Spotdiagramm in der Bildebene für 600 µm Wellenlänge (c) und Bildfeldwölbung und Verzeichnung (d).

messern von 100 mm eine höhere Transmission erreicht werden. Die Abbildungsqualität wäre jedoch wesentlich schlechter, was zu einem viel größeren Spotdurchmesser der fokussierten THz-Strahlung führen würde. Das optimierte System ist für Wellenlängen bis 600 µm beugungsbegrenzt bis zu einer Feldgröße von  $y = \pm 31,75$  mm. Dies bedeutet, dass die zuvor ohne Si-Zylinderlinse ermittelte maximale Abbildungsqualität nahezu erreicht wird.

Abbildung 3.28 zeigt die Abbildungsoptik. Diese ist prinzipiell die umgekehrte Beleuchtungsoptik jedoch mit angepassten Linsenparametern. Das System besitzt eine numerische Apertur von 0,36. Die Abbildungsmaßstäbe betragen in x- und y-Richtung  $\beta' = -0,27$  bzw.  $\beta' = -1$ . Der Unterschied entsteht durch die zylindrische Siliziumsubstratlinse. Bei der Abbildungsoptik ist diese jedoch nicht aplanatisch. Die Krümmung hat sich im Designprozess so eingestellt. Die MTF-Kurven (Abb. 3.28 (e) und (f)) zeigen, dass in der y-z-Ebene, d.h. in der Tangentialebene (T), das Bild über das gesamte Feld nahezu beugungsbegrenzt ist, mit einer Grenzauflösung von 1,1 LP/mm bei 600 µm Wellenlänge. Das System wurde so dimensioniert, dass ein Probenraum von 178 mm zur Verfügung steht. Als Linsenmaterial für die Kollimations- und Fokussierlinsen wurde Zeonex® 480R gewählt. Dieses Material lässt sich ebenso wie das im vorherigen Linsendesign verwendete Zeonex® E48R sehr gut UP-bearbeiten. Das Material besitzt ebenfalls eine hohe Verfügbarkeit. Es können Rohlinge direkt gekauft werden bzw. sind diese beim Fertiger verfügbar. Der Brechungsindex beträgt 1,52 (frequenzunabhängig) und der Absorptionskoeffizient  $0,15 \text{ cm}^{-1}$  bei 1 THz (siehe Abschnitt 3.3).

Es wurden Zeichnungen für die Linsen mit Toleranzangaben gemäß DIN ISO 10110-5 (Pass-



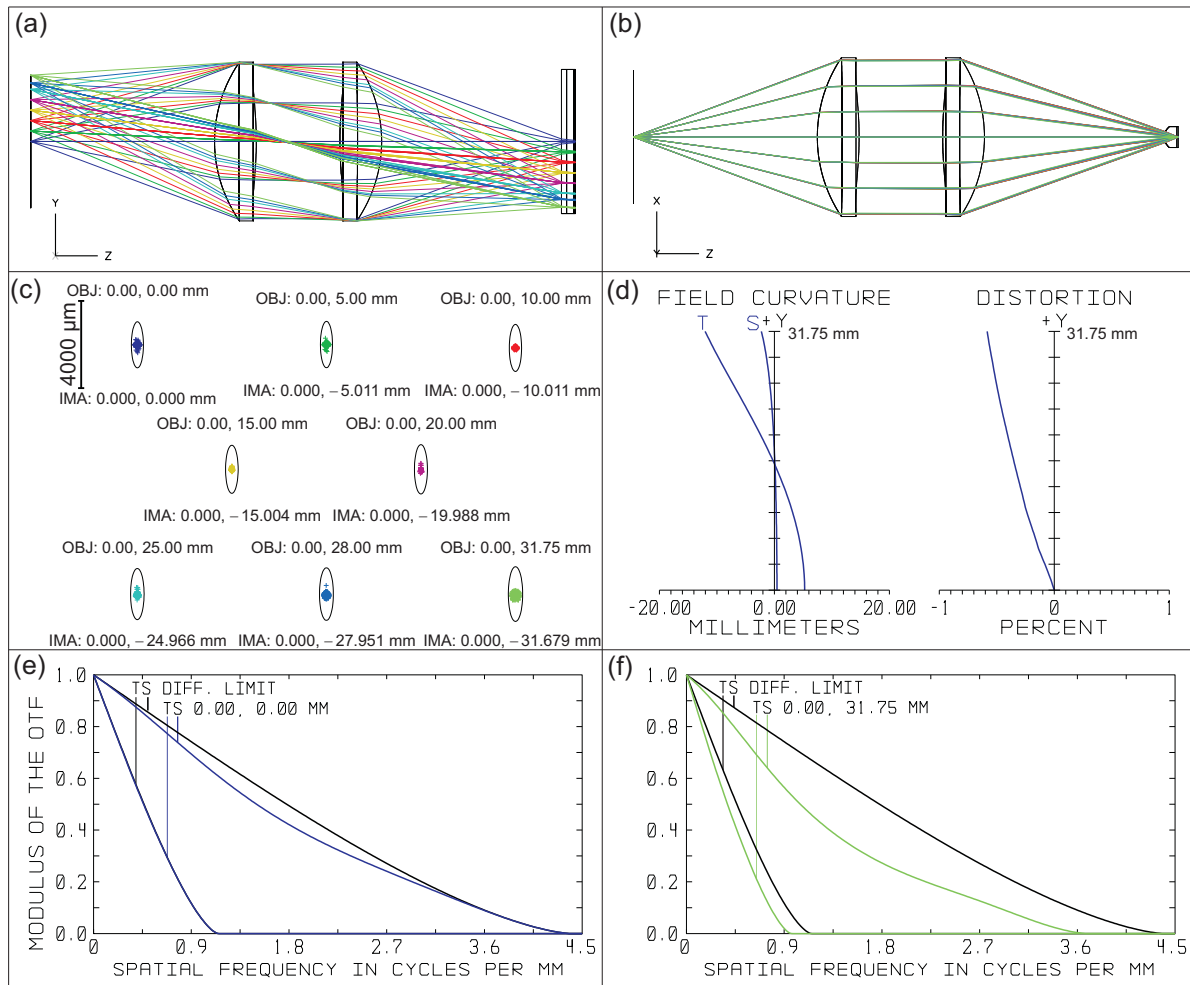


Abbildung 3.28: Abbildungsoptik des 128-Kanalsystems mit Ansicht der y-z-Ebene (a), der x-z-Ebene (b), Spotdiagramm in der Bildebene für 600  $\mu\text{m}$  Wellenlänge (c) und Bildfeldwölbung in tangentialer (T) und sagittaler (S) Richtung und Verzerrung (d) sowie MTF für den Achspunkt (e) und MTF für den äußersten Feldpunkt (f) jeweils bei 600  $\mu\text{m}$  Wellenlänge in T- und S-Richtung.

fehler) und -12 (asphärische Oberflächen) erstellt. Die Toleranzrechnung wurde mittels ZEMAX durchgeführt. Durch die asphärischen und bikonischen Flächen sind die Fertigungstoleranzen der THz-Linsen sehr eng. Sie bewegen sich im Bereich wie für Systeme für den visuellen Spektralbereich. Dies steht im Gegensatz zu den geringen Anforderungen an die Oberflächenrauigkeit der Elemente für den THz-Spektralbereich. Somit müssen die Kunststofflinsen zur Einhaltung der Formtoleranzen auf jeden Fall durch UP-Bearbeitung gefertigt werden. Die Linsen wurden bei JENOPTIK Polymer Systems GmbH hergestellt. Um die Lagetoleranzen der Linsen zueinander sicherzustellen, werden die zwei Zeonex<sup>®</sup>-Linsen jeweils in einem Tubus gehalten. Die bikonischen Flächen unterscheiden sich nur leicht in der Krümmung, sodass die Richtung der x- bzw. y-Achse schwer anhand der Linse zu erkennen ist. Zur Kennzeichnung der x-Achse wurde eine Abflachung am Rand von Linsen und Haltern angebracht, sodass durch Formschluss die Lagezuordnung gesichert wird.

Die Unsicherheit bei der Bestimmung des Brechungsindex für die Zeonex<sup>®</sup>-Linse kann durch Defokussierung ausgeglichen werden. Ein Brechungsindex von 1,515 kann bei der Beleuchtungsoptik durch Verschiebung der Objektebene um 1,54 mm in positive z-Richtung und bei der Abbildungsoptik durch Verschiebung des Detektors mit Silizium-Einkoppellinse um 1,51 mm in positive z-Richtung ausgeglichen werden. Die Abbildungsleistung ändert sich dadurch nicht wesentlich.

Der GaAs-Wafer hat eine Dicke von  $625 \pm 25 \mu\text{m}$  (Standardwaferdicke). Für die Waferdicke wurde im Design  $630 \mu\text{m}$  angenommen. Die großen Toleranzen der Waferdicke sind fertigungsbedingt und führen zu engen Toleranzen der Silizium-Auskoppellinse. So beträgt die Linsendicke bei der Beleuchtungsoptik  $6,09 \pm 0,01 \text{ mm}$ . Die Dicke wurde dabei so bestimmt, dass die Aplanasiebedingung für das System aus GaAs-Wafer und Siliziumlinse erfüllt ist. Die Quellpunkte der THz-Strahlung sitzen unmittelbar unter der Oberfläche des GaAs-Wafers (Abstand  $\rightarrow 0$ ). Wenn die Dicke des verwendeten Wafers mit den Antennenstrukturen bekannt ist, können die Toleranzen der Siliziumlinse etwas gelockert werden. Für den Brechungsindex des GaAs-Wafers wurde 3,6 angenommen und für das hochohmige Silizium 3,42. Kleine Änderungen des Brechungsindex haben hier keine großen Auswirkungen auf die Abbildungsgüte. Allerdings wäre eine Näherung des Brechungsindex von GaAs mit dem von Silizium zu grob.

Damit wurde erstmalig eine THz-Optik zur Abbildung größerer Felder mittels Standardoptik-Software optimiert und damit die zu erwartende Abbildungsqualität im THz-Bereich abgeschätzt. Eine weitere Verbesserung der Abbildungsqualität ist durch die Verwendung von Siliziumlinsen möglich. Ein solches System wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

## 3.6 Hochauflösende THz-Optik zur Abbildung großer Felder unter Verwendung von Siliziumlinsen

Der Vorteil des hohen Brechungsindex von Silizium ist, dass Aberrationen wie Koma und Astigmatismus, die vom Brechungsindex abhängen [107, 108], reduziert werden können. Das folgende Design (siehe Abb. 3.29) vereint die Vorteile beider Materialien, d.h. von hochohmigem Silizium und Zeonex<sup>®</sup> 480R. Die bikonischen und asphärischen Flächen wurden in die Zeonex<sup>®</sup>-Linsen geschoben, die gut mittels Ultrapräzisionsbearbeitung hergestellt werden können. Die Siliziumlinsen sind plan-konvex mit einem Radius von 242,27 mm. Dieser Radius ist fertigungstechnisch bedingt (Listenradius). Bei einem Brechungsindex von 3,4175 für das hochohmige Silizium besitzt die Linse eine Brennweite von 100,11 mm. Sie können konventionell durch Schleifen und Polieren hergestellt werden. Abbildung 3.30 zeigt eine durch das Optiklabor Dr.-Ing. Wolf-Dieter Prenzel hergestellte Linse mit den geforderten Parametern.

Der Komponentendurchmesser beträgt nun 100 mm. Durch die höhere numerische Apertur ( $NA = 0,39$ ) wird eine größere Auflösung erzielt. Durch die Korrekturmöglichkeiten beider Materialien kann mit diesem System eine beugungsbegrenzte Abbildung bis zu einer Wellenlän-

### 3.6 Hochauflösende THz-Optik zur Abbildung großer Felder unter Verwendung von Siliziumlinsen

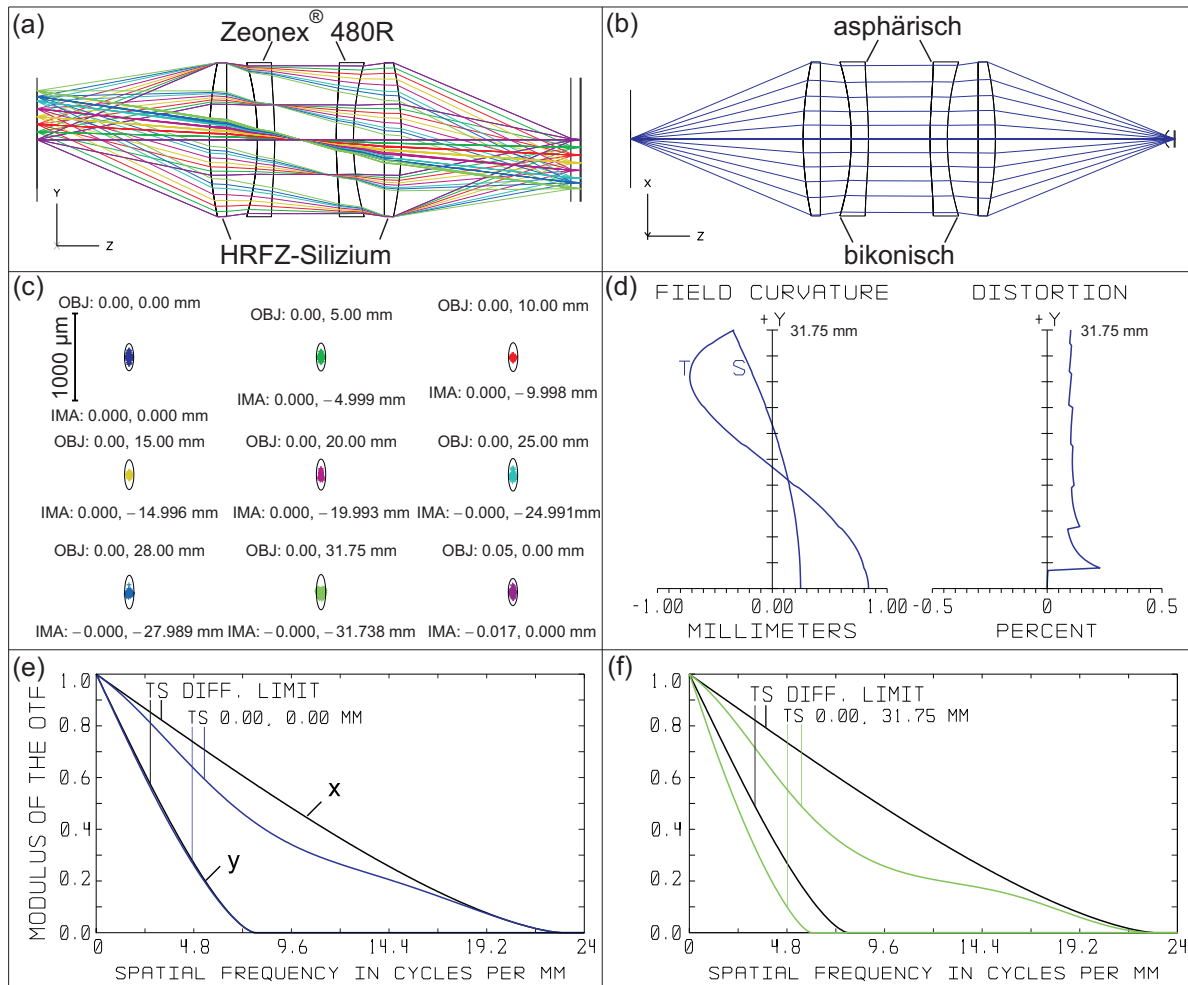


Abbildung 3.29: Hochauflösende THz-Optik mit Siliziumlinsen zur Abbildung großer Felder mit Ansicht der y-z-Ebene (a), der x-z-Ebene (b), Spotdiagramm in der Bildebene für 100 µm Wellenlänge (c) und Bildfeldwölbung in T- und S- Richtung und Verzeichnung (d) sowie MTF für den Achspunkt (e) und MTF für den äußersten Feldpunkt (f) jeweils bei 100 µm Wellenlänge in T- und S- Richtung.

ge von 100 µm (3 THz) erreicht werden, d.h. über das gesamte Spektrum des THz-Pulses. Der Astigmatismus (siehe Abb. 3.29 (d) - „Field Curvature“) ist im Vergleich zur vorherigen Optik mit Zeonex<sup>®</sup>-Linsen deutlich reduziert. Die Verzeichnung ist ebenfalls sehr gering. Dadurch ist diese Optik bis 100 µm Wellenlänge über das gesamte Feld (Feldpunkt 8: 0; 31,75 mm) nahezu beugungsbegrenzt. Die Abbildungsmaßstäbe betragen in x- und y-Richtung  $\beta' = -0,32$  bzw.  $\beta' = -1$ . Das System ermöglicht eine Auflösung von 7 LP/mm (Periode 143 µm) bei einer Wellenlänge von 100 µm über das gesamte Feld. Dies stellt eine wesentliche Verbesserung des Auflösungsvermögens im Vergleich zu den eingangs betrachteten THz-Optiken dar.

Damit wurde erstmalig ein Design vorgestellt, dass für die beugungsbegrenzte Abbildung eines großen Feldes mittels THz-Strahlung mit hoher numerischer Apertur optimiert wurde. Nachteilig ist aber die geringe Transmission durch die großen Fresnelverluste an den Siliziumlinsen. Die vier Flächen schwächen die Feldstärke um ca. 50%. Deshalb wird in Kapitel 4 die

### 3 Untersuchungen zu THz-Optiken

Entspiegelungsmöglichkeit von Silizium untersucht. Die plane Fläche des hier vorgestellten Designs ermöglicht dabei ein einfaches Anwenden der in dieser Arbeit vorgestellten Antireflexstrukturen auf den Siliziumlinsen. Die nur leichte Krümmung der Siliziumlinse kommt der Anwendung der Antireflexstrukturen auf die Oberfläche ebenfalls entgegen.

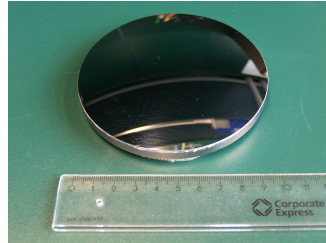


Abbildung 3.30: Plankonvexe Siliziumlinse mit Krümmungsradius 242,27 mm.

**Diskussion.** Mit den vorgestellten Design- und Analysetools können die THz-Optiken wie für kohärente Strahlung im sichtbaren Spektralbereich optimiert werden. Die Herausforderung an das optische Design ist die extreme Bandbreite. So muss auf der einen Seite die Optik bis zu den kleinsten Wellenlängen beugungsbegrenzt sein und auf der anderen Seite muss der Durchmesser der Komponenten so groß sein, dass die langen Wellenlängen noch gut fokussiert werden können, was den Einfluss der Aberrationen, die mit der Öffnung zusammenhängen, erhöht. Das Abschneiden der großen Wellenlängen (kleinen Frequenzen) würde zu einer Verbreiterung des Pulses im Zeitbereich führen, was zu einer reduzierten Tiefenauflösung im Zeitbereich führt, d.h., der Unterscheidbarkeit zweier Pulse verschiedener Objektebenen. Die Erfordernis großer numerischer Aperturen und beugungsbegrenzter Abbildung großer Felder führte zur Verwendung von Linsen für THz-Optiken. So kann mit einem symmetrischen Aufbau Koma kompensiert werden. Diese Systeme ermöglichen dann außeraxial eine höhere Auflösung als mit Off-axis-Paraboloidspiegeln. Linsen aber wiederum führen zu Transmissionsverlusten zum einen durch Absorption, die insbesondere bei Kunststoffen oberhalb von 1 THz stark ansteigt, und zum anderen durch Fresnelverluste. Daher sollten die Anzahl der Linsen und ihre Dicken möglichst gering sein. Bei den 90°-OAPMs gibt es zwar diese Verluste nicht, jedoch steigt der Astigmatismus mit dem Feld, was die Auflösung reduziert. Somit kann man auch von einem Kompromiss zwischen Transmission und Auflösung bei THz-Optiken sprechen. Mit dem Kunststoff Zeonex<sup>®</sup> 480R steht ein Material mit geringer Absorption und mittlerem Brechungsindex von 1,52 zur Verfügung, was einen guten Kompromiss ermöglicht. Eine bessere Bestimmung des Brechungsindex wird zu weiteren Verbesserungen der THz-Optiken beitragen, da bei der bisher möglichen Genauigkeit von  $\pm 0,01$  noch eine Fokusverschiebung von bis zu 2 mm möglich ist. Es wurde gezeigt, dass durch die Verwendung von Silizium noch größere Felder mit hoher Auflösung abgebildet werden können, wobei dies wiederum mit einer weiteren Reduktion der Transmission aufgrund der hohen Fresnelverluste verbunden ist. Im folgenden Kapitel wird deshalb auf die Möglichkeiten einer breitbandigen Entspiegelung für Kunststoffe (hier insbesondere Zeonex<sup>®</sup>) und Silizium eingegangen.

## 4 Untersuchungen zu Antireflexstrukturen

In diesem Kapitel werden die Möglichkeiten zur Entspiegelung der Materialien für THz-Optiken, d.h. Kunststoffe und Silizium, untersucht. In den Grundlagen wurde bereits geklärt, dass hierfür Antireflexstrukturen, also Oberflächenreliefgitter mit einer Periode kleiner als die Wellenlänge der verwendeten Strahlung, besonders geeignet sind. Für die Materialien musste jeweils ein geeigneter Herstellungsprozess gefunden werden. So werden die Strukturen in Kunststoff durch Ultrapräzisionsbearbeitung eingebracht und in Silizium durch einen Ätzprozess. Zur Ableitung der optimalen Strukturparameter wird die Methodik aus Abschnitt 2.5.3 verwendet.

### 4.1 Antireflexstrukturen für Kunststoff

#### 4.1.1 Optimale Strukturparameter für Kunststoff

Abbildung 4.1 (a) zeigt die Reflektivität der Intensität in Abhängigkeit von der normierten Strukturtiefe  $d/\lambda$  bei senkrechtem Einfall für ein 1D-Gitter mit einem Aspektverhältnis von Strukturtiefe zu -periode von  $d/\Lambda = 2:1$  für die Brechungsindizes  $n_1 = 1$  und  $n_2 = 1,525$  (Abb. 4.1 (b)). Dieses Aspektverhältnis sichert zum einen die mechanische Stabilität der Strukturen und zum anderen die Herstellbarkeit mittels Ultrapräzisions (UP)-Bearbeitung. Die Berechnungen in diesem Abschnitt wurden mittels RCWA-Methode durchgeführt (Programm: UNIGIT der Firma Optimod). Bei den Berechnungen wurde nach der  $\pm 20$ . Rayleigh-Ordnung

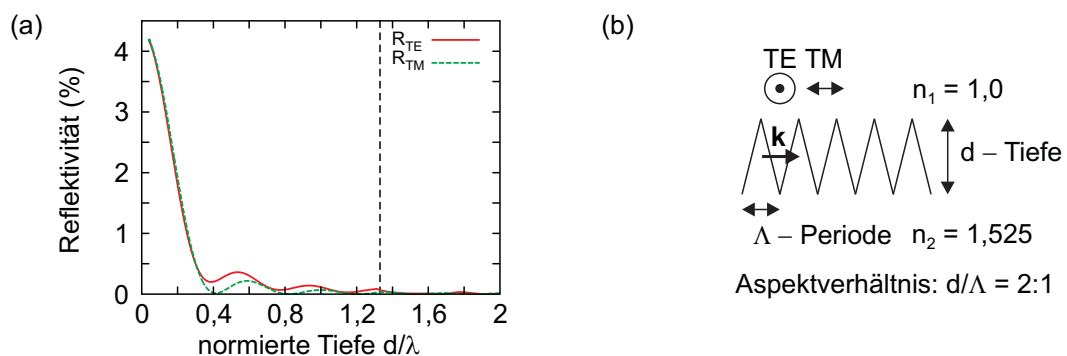


Abbildung 4.1: Reflektivität der Intensität in Abhängigkeit von der normierten Tiefe  $d/\lambda$  für ein Aspektverhältnis  $d/\Lambda = 2:1$  (a) mit dazugehörigen Strukturparametern (b).

abgebrochen. Die Reflektivität erreicht ein erstes Minimum bei  $d/\lambda \simeq 0,4$ . Für steigendes  $d/\lambda$  oszilliert sie innerhalb einer fallenden Einhüllenden. Ab einer bestimmten normierten Tiefe (gestrichelte Linie bei  $d/\lambda = 1,33$ ) ist die Wellenlänge so klein, dass Intensität in höhere Beugungsordnungen gebeugt wird, da die 0.-Beugungsordnungsbedingung nicht mehr erfüllt ist. Hier zeigt sich der Unterschied zu einem kontinuierlichen effektiven Brechungsindexverlauf mit homogenen Schichten. Bei homogenen Schichten würde für  $d \gg \lambda$  die Reflektivität gegen 0 streben [33]. Angewendet auf das lange Wellenlängenende des THz-Spektralbereichs (3 mm) ist eine Tiefe von ca. 1 mm erforderlich. Dann beträgt die normierte Tiefe  $d/\lambda = 0,33$  und die Reflektivität ist kleiner als 0,35% für beide Polarisationsrichtungen. Für das lineare Gitter ist die TE-Polarisation senkrecht zum Gittervektor  $\mathbf{k}$  (parallel zu den Rillen) und die TM-Polarisation parallel zum Gittervektor (senkrecht zu den Rillen).

Abbildung 4.2 zeigt den Verlauf von Reflektivität (a) und Transmissivität (b) einer Struktur mit  $\Lambda = 200 \mu\text{m}$  und  $d = 400 \mu\text{m}$  für senkrechten Einfall der THz-Strahlung. Die beiden Abbildungen zeigen, dass bis 1 THz die reduzierte Reflexion mit einem Anstieg der Transmission verbunden ist. Für den Spektralbereich von 0,2 – 1 THz ist die Transmission größer als 99,5%. Dies ist ein Frequenzverhältnis von 5:1. Der entspiegelbare Bereich ist somit größer als eine Oktave, was sich durch Multilayer-Systeme nicht einfach realisieren lässt. Oberhalb von 1 THz ist die 0.-Beugungsordnungsbedingung nicht mehr erfüllt, sodass die direkte Transmission abnimmt und höhere Beugungsordnungen sowohl in Reflexion also auch in Transmission ausbreitungsfähig werden.

Für die Entspiegelung des Bereichs von 0,1 – 3 THz wären Strukturparameter von  $\Lambda = 50 \mu\text{m}$  und  $d = 1 \text{ mm}$  erforderlich, was einem Aspektverhältnis von 20:1 entspricht. Dieses ist aber mittels UP-Bearbeitung mit den aktuell verfügbaren Werkzeugen nicht herstellbar. Durch die Skalierbarkeit der Ausbreitungseffekte elektromagnetischer Wellen, ist die Aussage über das entspiegelbare Frequenzverhältnis mit den oben beschriebenen Aspektverhältnis und Brechungsindizes der Struktur allgemeingültig. So wird durch eine Skalierung der Struktur nur das

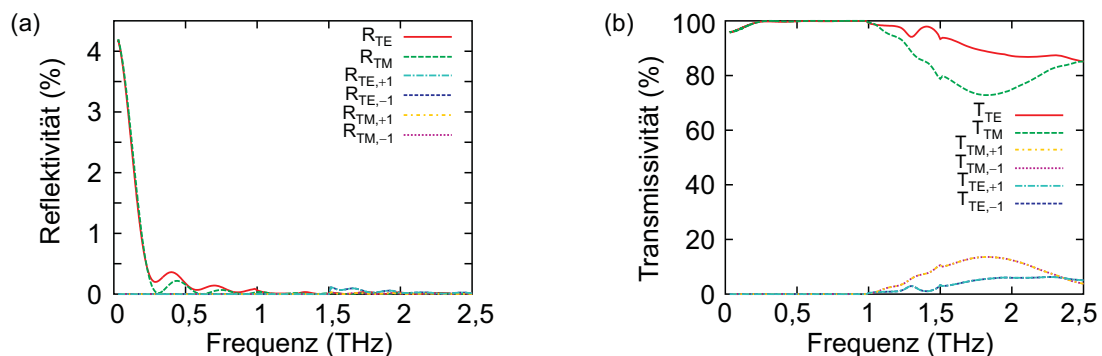


Abbildung 4.2: Reflektivität (a) und Transmissivität (b) der Intensität für die TE- und TM-Polarisation eines eindimensionalen Gitters mit dreieckigem Querschnitt der Gitterperiode  $200 \mu\text{m}$  und -tiefe  $400 \mu\text{m}$  bei senkrechtem Einfall bestimmt mittels RCWA. Die Abbildungen zeigen die direkte Reflexion bzw. Transmission und die reflektierte bzw. transmittierte  $\pm 1$ . Beugungsordnung.

entspiegelbare Frequenzintervall verschoben; das Frequenzverhältnis bleibt jedoch gleich. Geht man von einem Spektralbereich bis 3 THz (100  $\mu\text{m}$ ) aus, so müsste die Periode für senkrechten Einfall  $\Lambda = 100 \mu\text{m}/1,525 = 65 \mu\text{m}$  betragen. Die herstellbare Tiefe beträgt dann 130  $\mu\text{m}$ . Damit kann ein Spektralbereich von 0,6–3 THz entspiegelt werden, d.h. ein Frequenzverhältnis von 5:1. Für Frequenzen kleiner als 0,6 THz strebt die Transmission gegen den Wert ohne Entspiegelung.

### 4.1.2 Hergestellte Strukturen

Im Verlauf dieser Arbeit wurde in einem ersten Versuch die prinzipielle Wirkungsweise solcher Strukturen nachgewiesen. Die Ergebnisse dazu wurden in [110] veröffentlicht. Dabei wurden radialsymmetrische Strukturen in Topas<sup>®</sup> 8007-Platten mit den Strukturparametern  $\Lambda = 100 \mu\text{m}$  und  $d = 200 \mu\text{m}$  durch Ultrapräzisionsdrehen [111] hergestellt. Mit diesen Strukturen konnte ein deutlicher Entspiegelungseffekt erzielt und die Nachpulse reduziert werden. Die spektrale Wirkungsweise der radialsymmetrischen Struktur konnte aber nicht theoretisch vorhergesagt werden. In einem Folgeversuch sollte deshalb geklärt werden, wie sich die Entspiegelungswirkung verschiedener Gittertypen unterscheidet. Die Ergebnisse dieses Versuchs werden hier präsentiert.

Dafür wurden eine lineare Struktur, eine zweidimensionale Struktur (Kreuzgitter) und eine radialsymmetrische Struktur in Zeonex<sup>®</sup> E48R-Proben eingebracht. Die Rohlinge hierfür wurden bei G-S Plastic Optics gekauft. Diese besaßen folgende Abmessungen: Dicke 12,4 mm und Durchmesser 75 mm. Zur Verfügung standen vier solcher Rohlinge. Einer blieb unstrukturiert als Referenz für die Messungen. Die Oberfläche wurde aber durch UP-Bearbeitung geglättet, sodass die Dicke der Probe am Ende 11,33 mm betrug. Als Strukturparameter wurden  $\Lambda = 200 \mu\text{m}$  und  $d = 400 \mu\text{m}$  gewählt, da diese dem zur Verfügung stehenden THz-Spektrum mit maximaler elektrischer Feldamplitude bei 0,4 THz besser angepasst waren. Die Strukturierungen wurden durch die UP-Werkstatt des Fraunhofer IOF in Zusammenarbeit mit Herrn Ralf Steinkopf und Herrn Andreas Kolbmüller hergestellt. Als Bearbeitungsmaschine diente die Precitech Nanoform<sup>®</sup> 350. Als Verfahren wurde das Einstechdrehen gewählt, da dieses das größte Aspektverhältnis ermöglicht. Bei diesem Verfahren wird die Werkzeugkontur direkt in das Werkstück abgeformt, sodass eine V-Nut entsteht. Somit hängt das Aspektverhältnis vom Öffnungswinkel  $\alpha$  des Werkzeugs ab:

$$d/\Lambda = 1/[2 \tan(\alpha/2)] \quad (4.1)$$

Der kleinste derzeit zur Verfügung stehende Öffnungswinkel beträgt  $28^\circ$  (Abb. 4.3). Der Werkzeugradius beträgt 7  $\mu\text{m}$ . Die lineare Struktur wurde durch Off-axis-Drehen in einem Abstand von 125 mm hergestellt. Für die Herstellung der 2D-Struktur wurde die lineare Struktur im Spannfutter um  $90^\circ$  gedreht und der Bearbeitungsvorgang des Off-axis-Drehens wiederholt. Bei der radialsymmetrischen Struktur wurde das Werkstück konzentrisch zur



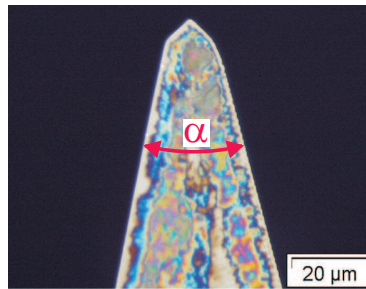


Abbildung 4.3: Werkzeug für die UP-Bearbeitung mit 28° Öffnungswinkel. Die Werkzeugspitze war nach Bearbeitung zweier Proben (beidseitig strukturiert) verschlissen.

Drehachse gespannt. Die Strukturen wurden jeweils beidseitig auf die Proben aufgebracht. Für die Strukturierung einer Seite werden etwa 16 h Laufzeit benötigt. Es können aber beim Off-axis-Drehen mehrere Proben einspannt werden. Die hergestellten Strukturen zeigt Abb. 4.4.

In Vorversuchen wurden verschiedene Materialien auf ihre Bearbeitbarkeit mit dem oben beschriebenen Verfahren getestet. Einige der Ergebnisse zu den Materialtests wurden in [112] veröffentlicht. Während eine 1D-Struktur in Teflon® eine hohe Formgenauigkeit aufwies, waren die Spitzen einer 2D-Struktur in Teflon® deformiert. Eine 1D-Struktur in HDPE zeigte eine starke Gratbildung und eine schlechte Konturtreue. Auch das Material PMMA, in das die Strukturen durch Hobeln eingebracht wurden, zeigte keine optimalen Bearbeitungsergebnisse. Die 2D-Strukturen waren bei PMMA ausgeplatzt, da das Material zu spröde war.

Mit dem hier gezeigten Werkzeug können die linearen Strukturen auch durch Hobeln, d.h. mit linearer Relativbewegung, hergestellt werden. Dafür wird das gleiche Werkzeug wie für

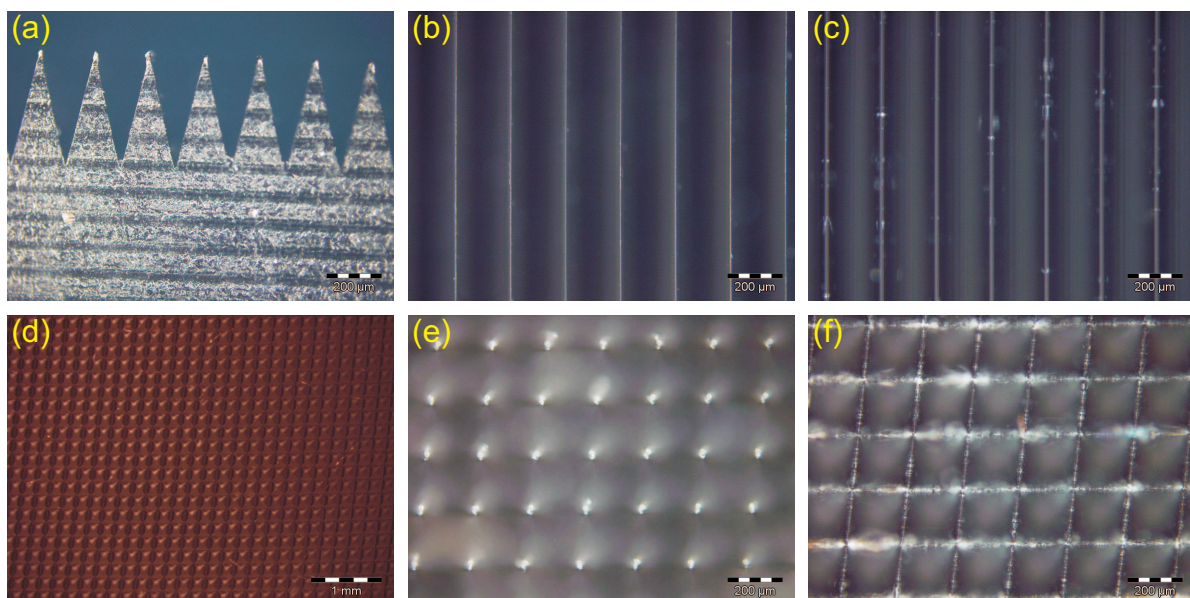


Abbildung 4.4: Mikroskopaufnahmen der Antireflexstrukturen in Zeonex® E48R hergestellt durch Off-axis-UP-Drehen, Einstechverfahren. (a) Querschnitt 1D-Struktur, (b) Spitzen der 1D-Struktur, (c) Täler der 1D-Struktur; (d) Draufsicht 2D-Struktur, (e) Spitzen der 2D-Struktur, (f) Täler der 2D-Struktur.



das Einstechdrehen verwendet, sodass das gleiche Aspektverhältnis erzeugt werden kann. Dies erfordert aber eine wesentlich höhere Bearbeitungszeit, da jedem Materialabtrag ein Leerhub folgt. Der Drehprozess ist also dem Hobeln vorzuziehen. So werden auch Gitter und Linsenarrays für den sichtbaren Spektralbereich durch Off-axis-Drehen hergestellt. Es wurde ebenfalls versucht die Strukturen durch Konturdrehen herzustellen. Dafür muss das Werkzeug einen kleineren Öffnungswinkel als die Struktur besitzen, sodass es die Sollkontur abfahren kann. Das resultierende Strukturprofil ist dann sinusoidal im Gegensatz zu dem hier gezeigten dreieckigen Profil. Simuliert wurde die Fertigung solcher Strukturen mit einem Werkzeug mit einem Öffnungswinkel von  $25^\circ$  (kleinstmöglicher Winkel) und einem Radius von  $5\text{ }\mu\text{m}$ . Dabei stellte sich heraus, dass mit dieser Methode nur Aspektverhältnisse bis  $d/\Lambda = 1:1,5$  hergestellt werden können, was die entspiegelbare Bandbreite erheblich reduziert.

### 4.1.3 Messungen und Ergebnisse

Die Messungen wurden im kollimierten Strahlengang zwischen 2 Off-axis-Paraboloiden durchgeführt (Abb. 4.5 (a)) (Messungen vom 12.08.2008). Die Messungen wurden unter Stickstoffatmosphäre durchgeführt, sodass die relative Luftfeuchtigkeit zwischen 1,5 und 3% betrug. Als fs-Laser stand ein MaiTai<sup>®</sup> von Spectra-Physics mit 1 W optischer Ausgangsleistung, 100 fs Pulsdauer und 80 MHz Repetitionsrate zur Verfügung. Die Mittelungszeit am Lock-in-Verstärker betrug 300 ms, der Filterbereich betrug 12 dB und die Sensitivität 50 nA. Die optische Verzögerung betrug 0,05 ps/s. Dies entspricht einer Scangeschwindigkeit von  $0,15\text{ }\mu\text{m/s}$ . Das Maximum des Spektrums lag bei ca. 0,4 THz; die spektrale Bandbreite reichte von 0,1 – 3 THz. Das Signal-zu-Rauschverhältnis (SNR)

$$SNR = 20 \log \frac{u_{max}}{u_{eff,Rauschen}} dB, \quad (4.2)$$

mit  $u_{max}$  – maximale THz-Pulsamplitude und  $u_{eff,Rauschen}$  – Effektivwert des Rauschsignals, betrug bei den unstrukturierten Proben ca. 79 dB.

In der Veröffentlichung zu den Antireflexstrukturen in Topas<sup>®</sup> 8007 [110] wurde bereits gezeigt, dass ein Anstieg der Transmission durch die Strukturierung mit einer Reduktion des Nachpulses verbunden ist. Im Folgenden wird nur die entspiegelbare Bandbreite der realisierten Strukturen untersucht. Deshalb wurde nur der Hauptpuls mit einer Zeitspanne von 40 ps abgetastet. Damit dauerte ein Scan 13,33 min. Es wurde abwechselnd die unstrukturierte Probe und die strukturierte Probe in zwei Gitterorientierungen gemessen, sodass immer das Verhältnis von zwei unmittelbar aufeinander folgenden Messungen gebildet werden kann. Damit wird der Einfluss von Laser-Fluktuationen möglichst gering gehalten. Die Abbildungen 4.6 – 4.8 zeigen jeweils Mittelwert und Standardabweichung von drei ermittelten Verhältnissen der spektralen Transmission der elektrischen Feldamplitude von strukturierter zu unstrukturierter Probe. Die wiederholte Messung soll zeitliche Schwankungen des Systems und Fehler, die mit der Probenjustage zusammenhängen, aufzeigen. Bei einem Brechungsindex von 1,525 ist durch eine

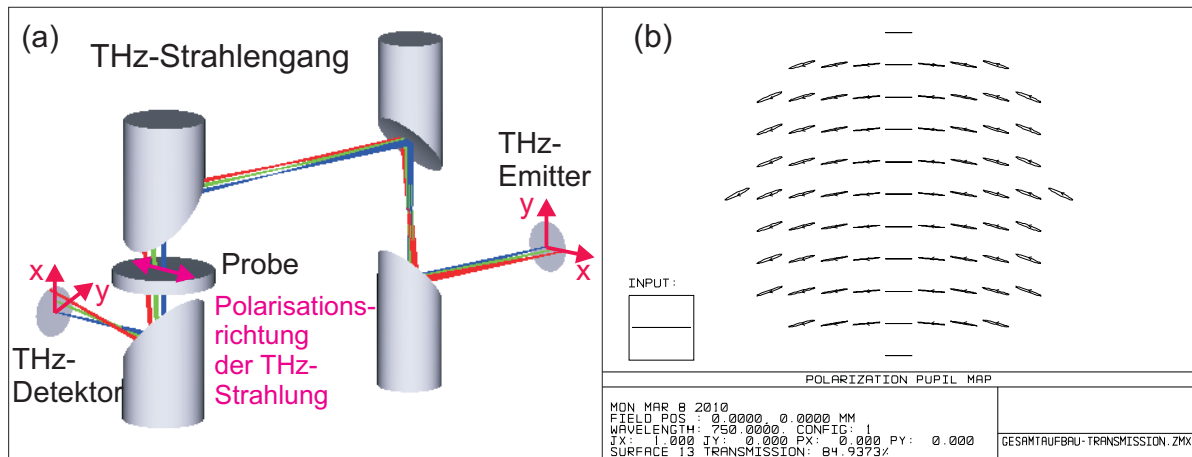


Abbildung 4.5: (a) THz-Strahlengang des THz-Zeitbereichsspektrometers. (b) Polarisation der THz-Strahlung in der Probenebene für Eingangspolarisation in x-Richtung (Simulation mit ZEMAX).

vollständige Entspiegelung ein maximaler Anstieg in der transmittierten elektrischen Feldamplitude um 4,518% (beidseitige Entspiegelung) zu erwarten. Das Verhältnis von strukturierter zu unstrukturierter Probe beträgt also 1,04518. Bei einem Verhältnis von 1 ist die Transmission der strukturierten Probe auf die der unstrukturierten gesunken. Bei einem Verhältnis kleiner 1 ist die Transmission der strukturierten Probe geringer als die der unstrukturierten. Zur Orientierung sind Linien bei diesen beiden Werten jeweils in die Grafiken mit eingezeichnet.

Abbildung 4.6 zeigt die spektrale Auswertung für die beiden Orientierungen der linearen Antireflexstruktur. Diese wurde zum einen mit den Rillen des Gitters parallel zur Polarisationsrichtung der THz-Strahlung ausgerichtet. Diese Gitterorientierung entspricht der TE-Polarisation. Dann wurde die Probe um  $90^\circ$  um die optische Achse gedreht, sodass die Polarisation der THz-Strahlung senkrecht zu den Rillen steht, was der TM-Polarisation entspricht (Abb. 4.5 (a)). Die THz-Strahlung ist nicht vollständig TE- oder TM-polarisiert. Dies liegt daran, dass das Verhältnis der Polarisierungen des verwendeten Oberflächenemitters ca. 10:1 beträgt. Weiterhin führen die Off-axis-Paraboloide im außeraxialen Bereich eine Drehung der Polarisation ein, die mit steigendem Abstand von der optischen Achse wächst (Abb. 4.5 (b)). Als weiterer Einfluss sind die durch das Off-axis-Drehen eingebrachten Rillen nicht ganz gerade. Sie besitzen einen Radius von ca. 125 mm. Der Detektor war so ausgerichtet, dass er nur die x-Polarisation detektieren kann.

Abbildungen 4.6 (a) und (b) zeigen, dass es im Bereich der maximalen Amplitude nur sehr geringe Messabweichungen gibt. Erst ab 2 THz nehmen die Abweichungen mit steigender Frequenz deutlich zu, da dann das spektrale SNR stark sinkt. Beide Probenorientierungen zeigen eine Entspiegelungswirkung von 0,17 – 1 THz. Darüber sinkt die Transmission der TM-Polarisation wie erwartet zunächst bei 1,35 THz auf den Wert ohne Strukturierung. Oberhalb von 1,35 THz fällt die Transmission stark ab. Bei der TE-Polarisation bleibt bis ca. 2,2 THz die Transmission der strukturierten Probe deutlich oberhalb der unstrukturierten Probe. Wie

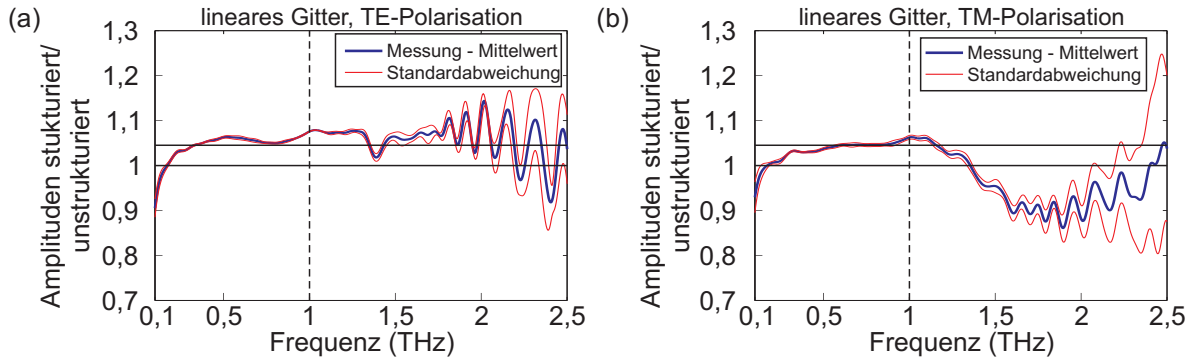


Abbildung 4.6: Messung der spektralen Entspiegelungswirkung der linearen Antireflexstruktur in Zeonex® E48R. (a) TE-Polarisation und (b) TM-Polarisation.

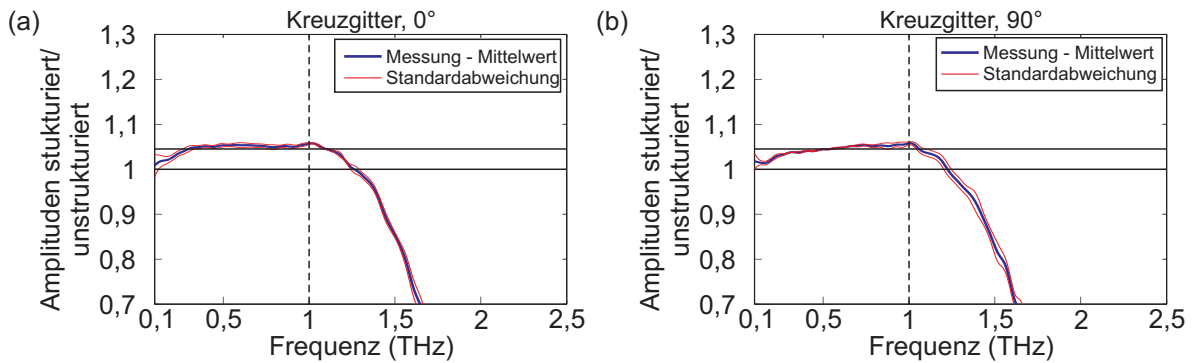


Abbildung 4.7: Messung der spektralen Entspiegelungswirkung eines Kreuzgitters in Zeonex® E48R. (a) 0°-Orientierung und (b) 90°-Orientierung.

Abb. 4.2 (b) zeigt, treten ab 1 THz höhere Beugungsordnungen in Transmission auf, die hier vermutlich zu einem Anstieg der Transmission im Vergleich zur unstrukturierten Probe führen.

Für das Kreuzgitter (Abb. 4.7) unterscheidet sich die spektrale Wirkung nur leicht für die beiden Probenorientierungen. Die 0°-Orientierung zeigt eine etwas bessere Entspiegelungswirkung: Die Transmission ist hier von 0,1 – 1,26 THz bezüglich der unstrukturierten Probe erhöht. Bei der 90°-Orientierung von 0,1 – 1,22 THz. Die unterschiedliche Wirkungsweise resultiert daher, dass die Rillen fertigungsbedingt etwas gekrümmt verlaufen. Höhere Beugungsordnungen führen hier nicht zu einem Anstieg der Transmission oberhalb des 0.-Beugungsordnungslimits von 1 THz.

Mit den eingebrachten konzentrischen Kreisen konnte keine Entspiegelungswirkung erzielt werden (Abb. 4.8). Die Wirkungsweise entspricht nicht dem Mittelwert aus den beiden Orientierungen des linearen Gitters. Eine mögliche Erklärung hierfür wäre, dass nur eine Polarisationsrichtung der THz-Strahlung gemessen wird. Durch die schräg verlaufenden Rillen, kommt es vermutlich zu einem Übersprechen der einzelnen Polarisationen. Dies bedeutet, dass die einfallende Polarisation durch die Struktur gedreht wird, sodass die erhöhte Intensität in die nichtdetektierte Polarisationsrichtung gerichtet wird. Auf dieses Problem wurde bereits in [38] und [28], S. 96 bei Strukturierungen für Mikrowellen hingewiesen. Die Wirkungsweise einer solchen Struktur ist also nur schwer vorhersagbar und daher für Linsenwendungen nicht

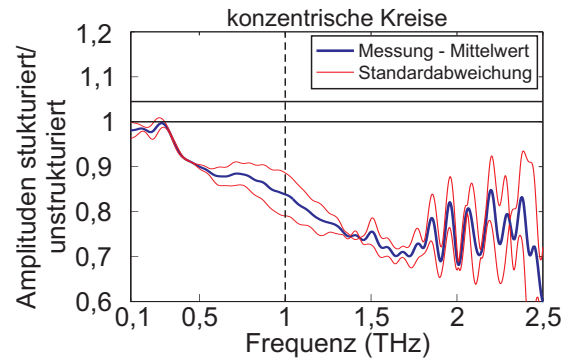


Abbildung 4.8: Messung der spektralen Wirkung konzentrisch angeordneter Rillen.

geeignet, zumindest solange nur eine Polarisationsrichtung detektiert werden kann. Durch die fehlende Periodizität ist das Verhalten einer solchen Struktur schwer durch Simulationen vorherzusagen.

Im Verlauf dieser Arbeit wurden erstmals Antireflexstrukturen in Kunststoff für den THz-Spektralbereich hergestellt. Die Strukturparameter sind in solch einer Größenordnung, dass sie durch UP-Bearbeitung mittels Diamantwerkzeug hergestellt werden müssen. Mit konventionellen Werkzeugen können die erforderlichen Bearbeitungsparameter zum Erzeugen dieser Strukturen nicht eingehalten werden. Als geeignete Materialien erwiesen sich Teflon<sup>®</sup> (mit 1D-Strukturen), Topas<sup>®</sup> 8007 und Zeonex<sup>®</sup> E48R. Das gute Bearbeitungsverhalten von Zeonex<sup>®</sup> E48R lässt auch eine ebenso gute Bearbeitung von Zeonex<sup>®</sup> 480R erwarten. Die Methode des Off-axis-Drehens mit großem Radius zur Erzeugung von annähernd linearen Strukturen ist am effizientesten, da bei dieser Methode kein Leerhub im Vergleich zum Hobeln auftritt. Das größte Aspektverhältnis lässt sich dabei mittels Einstechverfahrens erzielen, bei dem die Form des Werkzeugs direkt in das Werkstück übertragen wird. Das Werkzeug mit dem kleinsten Öffnungswinkel besitzt einen Öffnungswinkel von 28°. Damit lässt sich ein Aspektverhältnis von Strukturtiefe zu -periode von 2:1 herstellen. Mit diesem Aspektverhältnis kann eine Bandbreite von 5:1 für senkrechten Einfall entspiegelt werden. Dies wurde mit den hergestellten Strukturen mit Strukturparametern  $\Lambda = 200 \mu\text{m}$  und  $d = 400 \mu\text{m}$  für den Spektralbereich von 0,2 – 1 THz für die lineare Struktur in beiden Polarisationsrichtungen und die Kreuzstruktur demonstriert. Beim linearen Gitter in TE-Polarisation konnte ein Anstieg der Transmission im Vergleich zur unstrukturierten Probe bis 2,3 THz gezeigt werden. Dieser Anstieg ist auf den Beitrag höherer Beugungsordnungen zurückzuführen. Eine Anwendung für ein lineares Gitter in TE-Polarisation ist vor allem dann interessant, wenn die Ausbreitung der THz-Strahlung nicht an die Übertragung von Information geknüpft ist. So könnte man sich diese Art der Entspiegelung auf Strahlblockern vorstellen. Hier wurde die Strukturierung von planen Flächen vorgestellt. Damit kann die plane Seite von Plankonvex-Linsen entspiegelt werden. Das Aufbringen auf gekrümmte Oberflächen erfordert eine entsprechende Relativbewegung zwischen Werkzeug und Werkstück, was in weiteren Tests untersucht werden muss. Das vorgestellte Verfahren ermöglicht weiterhin die Herstellung von Prägestempeln für das Heißprägen der Strukturen.

## 4.2 Antireflexstrukturen für Silizium

### 4.2.1 Optimale Strukturparameter für Silizium

**Untersuchungen zum effektiven Brechungsindex bei Siliziumstrukturen.** Für die folgenden Untersuchungen ist eine Genauigkeit des Brechungsindex von 3,42 ausreichend. Die Strukturen sind für eine Bandbreite von 0,1–2 THz (150–3000  $\mu\text{m}$  Wellenlänge) geplant. Daher sind die normierte Gitterperiode und -tiefe für das kurze Wellenlängenende eine Größenordnung größer als für das lange Wellenlängenende. Das lange Wellenlängenende des Spektrums befindet sich im quasistatischen Limit, wohingegen das kurze Wellenlängenende dies nicht mehr ist. Daher wird für einen festen Füllfaktor eines binären Gitters der effektive Brechungsindex über den Spektralbereich variieren, sodass das binäre Gitter nicht die gleichen Eigenschaften wie eine homogene Schicht zeigen wird. Der Effekt von sehr tiefen binären Gittern wird am Ende dieses Abschnitts behandelt.

Für die verschiedenen Gittertypen muss der Füllfaktor geeignet definiert werden. Für Quader angeordnet in einem Rechteckgitter ist der Füllfaktor das Verhältnis der Breite der Pfeiler zur Gitterperiode  $f_i = w_i/\Lambda_i$  mit  $i = \{x, y\}$  (Abb. 2.7(c)). Für Zylinder im Rechteckgitter mit gleicher Periode in x- und y-Richtung ist der Füllfaktor der Durchmesser der Pfeiler zur Gitterperiode  $f = D/\Lambda$ . Für Zylinder im hexagonalen Gitter ist der Füllfaktor das Verhältnis von Durchmesser der Pfeiler zur Gitterperiode in x-Richtung  $f = D/\Lambda_x$  (Abb. 2.7(d)). Hier bedeutet ein Füllfaktor von 1 hexagonal dichteste Packung.

Anstelle der Lösung der transzendenten Gleichungen aus [81] wurde der effektive Brechungsindex hier grafisch bestimmt. Dafür wird die Reflektivität zum einen gegen den Brechungsindex aufgetragen und zum anderen gegen den Füllfaktor (Abb. 4.9). Mit dieser Methode können die Brechungsindizes senkrecht zur Ausbreitungsrichtung bestimmt werden. Bei senkrechtem Einfall und Polarisation in x-Richtung (TE) erfährt die Welle den Brechungsindex in x-Richtung.

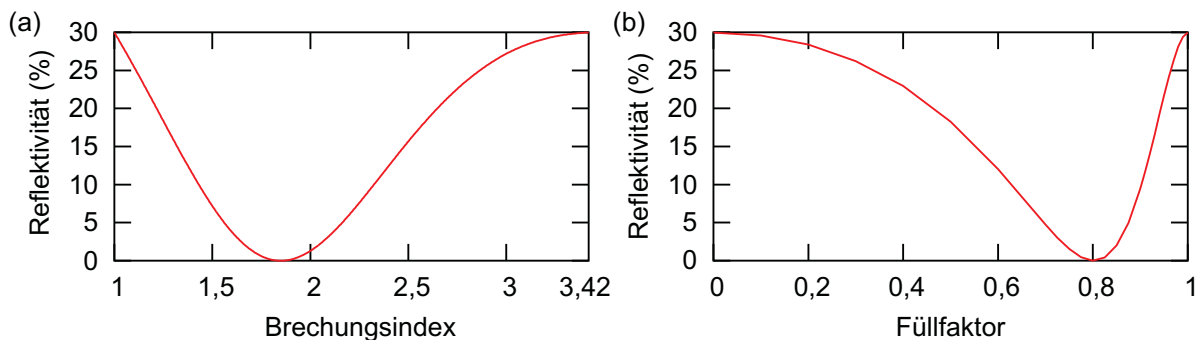


Abbildung 4.9: Reflektivität in Abhängigkeit vom Brechungsindex bestimmt mittels Dünnschicht-Matrixformalismus (a) und in Abhängigkeit vom Füllfaktor für ein Rechteckgitter im quasistatischen Limit bestimmt mittels RCWA (b). In beiden Fällen betragen die Wellenlänge 375  $\mu\text{m}$ , die Schichtdicke bzw. Strukturtiefe 50,694  $\mu\text{m}$  und der Substratindex 3,42. Für (a) betrug der Brechungsindex der Schicht 1,85. Für (b) betrug die Gitterperiode  $\Lambda_x = \Lambda_y = 0,375 \mu\text{m}$ .

Für Polarisierung in y-Richtung (TM) erfährt die Welle den Brechungsindex in y-Richtung. In [81] wird gezeigt, wie der effektive Brechungsindex in der Richtung senkrecht zur Oberfläche (d.h. in z-Richtung) für das quasistatische Limit bestimmt werden kann. Dieser Brechungsindex spielt aber bei den hier durchgeführten Untersuchungen keine Rolle, da nur der senkrechte Einfall betrachtet wird.

Die Kurven in Abb. 4.10 für die 2D-Gitter wurden mit dieser Methode bestimmt. Abb. 4.10 (a) zeigt die Abhängigkeit des effektiven Brechungsindex vom Füllfaktor für ein Rechteckgitter für verschiedene normierte Gitterperioden. Für das Verhältnis  $\Lambda/\lambda = 0,001$  ist das Gitter im quasistatischen Limit und für  $\Lambda/\lambda = 0,2$  ist die 0.-Beugungsordnungsbedingung gerade eingehalten. Abbildung 4.10 (b) zeigt die Abhängigkeit des effektiven Brechungsindex vom Füllfaktor für verschiedene 2D-Gitter im quasistatischen Limit ( $\Lambda/\lambda = 0,001$ ). Abb. 4.10 (b) zeigt, dass im quasistatischen Limit, der Füllfaktor, der dem optimalen für eine Lambda-Viertel-Schicht entspricht bei 0,8 für Quader im Rechteckgitter, 0,84 für Zylinder im hexagonalen Gitter und 0,9 für Zylinder im Rechteckgitter liegt. Es zeigte sich, dass für den optimalen Brechungsindex der Flächenfüllfaktor nahezu gleich für alle Gittertypen ist: 0,64 für die Quader im Rechteckgitter, 0,64 für die Zylinder im hexagonalen Gitter und 0,636 für die Zylinder im Rechteckgitter. Die Kurven dienen der Synthese eines bestimmten Brechungsindex.

Abb. 4.10 (b) zeigt ebenfalls den effektiven Brechungsindex in Abhängigkeit vom Füllfaktor für ein 1D-Gitter. Die Kurven wurden mittels Effektiv-Medien-Theorie (EMT) nullter und zweiter Ordnung nach den Gleichungen F.1 und F.2 in Anhang F bestimmt. Für die effektiven Indizes zweiter Ordnung wurde eine normierte Gitterperiode von  $\Lambda/\lambda = 0,2$  angenommen. Hier zeigt sich, dass der hohe Brechungsindex von Silizium eine extreme Polarisationsabhängigkeit des Brechungsindex bei eindimensionalen Strukturen erzeugt. Deshalb werden für Silizium 2D-Strukturen bevorzugt.

**Kontinuierliche Strukturen.** Für ein Gitter bestehend aus kontinuierlichen Strukturen ist der optimale Taper derjenige, der bei einem gegebenen Reflexionsniveau die geringste Höhe besitzt. Die Reflektivität hängt vom Verlauf des Brechungsindex vom Umgebungsmedium (Luft) zum Substratmaterial ab. In [80] wird die Reflektivität für den linearen, den exponentiellen, den gaußschen, den quintischen und den Klopfensteintaper sowie für ein pyramidales Profil untersucht.

Für eine Struktur mit einem dreieckigen Profil, d.h. für eine pyramidale Struktur und für Kegel in einem Rechteckgitter oder hexagonalen Gitter, ist die normierte Dicke  $z/d$  gleich dem Füllfaktor. Daher zeigt Abb. 4.10 gleichzeitig den Verlauf des effektiven Brechungsindex von der Oberfläche (Füllfaktor  $f = 0$ ) zum Substratmaterial ( $f = 1$ ).

Für Kegel in einem Rechteckgitter gibt es einen Indexschritt von 2,5 auf 3,42 an der Grenzfläche des strukturierten Bereichs zum Substratmaterial. Bei den Kegeln im hexagonalen Gitter beträgt der Indexschritt 2,9 auf 3,42.

Mit den Kurven kann die Reflektivität in Abhängigkeit von der normierten Gittertiefe mittels

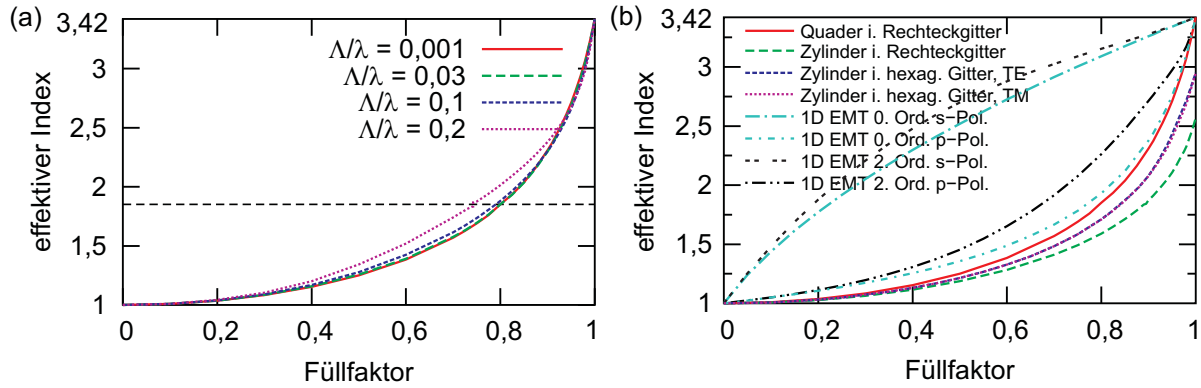


Abbildung 4.10: (a) Abhängigkeit des effektiven Brechungsindex vom Füllfaktor für Quader im Rechteckgitter bei verschiedenen normierten Gitterperioden. Für das Verhältnis  $\Lambda/\lambda = 0,001$  ist das Gitter im quasistatischen Limit und für  $\Lambda/\lambda = 0,2$  ist die 0.-Beugungsordnungsbedingung gerade erfüllt. (b) Abhängigkeit des effektiven Index vom Füllfaktor für verschiedene Gittertypen. Die Kurven für die 2D-Gitter und die 0.-Ordnung-EMT-Kurven für das 1D-Gitter sind gültig im quasistatischen Limit ( $\Lambda/\lambda = 0,001$ ). Die 2.-Ordnung-EMT-Kurven für das 1D-Gitter sind berechnet für  $\Lambda/\lambda = 0,2$ .

EMT für das quasistatische Limit bestimmt werden. Dafür wird die Struktur in dünne Schichten unterteilt. Jeder Schicht wird anhand des Füllfaktors ein effektiver Index zugewiesen. Die Reflektivität wird dann durch Matrixmethoden für homogene Schichten berechnet. Hier war eine Anzahl von 100 Schichten erforderlich um Bandpasseffekte zu vermeiden. Für eine solche hohe Anzahl von Schichten wäre die Berechnungszeit mittels RCWA viel zu lang.

Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in Abb. 4.11 gezeigt. Sie zeigt die Abhängigkeit der Reflektivität von der normierten Gittertiefe  $d/\lambda$ . Für  $d/\lambda \geq 0,3$  ist die Reflektivität kleiner als 7,1% für Kegel im Rechteckgitter, unterhalb von 5,6% für Kegel im hexagonalen Gitter und unterhalb 4,3% für die Pyramiden im Rechteckgitter.

Durch die Indexstufe entsteht eine Restreflektivität von ca. 2% für die Kegel im Rechteckgitter und 0,5% für Kegel im hexagonalen Gitter. Für die Pyramiden sinkt die Reflektivität auf 0, da es keine Indexstufe gibt.

Die minimal erforderliche normierte Gittertiefe von 0,3 angewendet auf das lange Wellenlängenende (3000  $\mu\text{m}$ ) ergibt eine minimale Strukturtiefe von 900  $\mu\text{m}$ . Die maximale Gitterperiode für senkrechten Einfall und ein hexagonales Gitter beträgt nach Gleichung 2.6 für das kurze Wellenlängenende (150  $\mu\text{m}$ ) ca. 50  $\mu\text{m}$ . Daher sind Strukturen zur Entspiegelung des gesamten Bereichs mit einem Aspektverhältnis von mindesten 18:1 erforderlich. Ein solches Aspektverhältnis ist aber mechanisch nicht sehr stabil. Daher muss ein Kompromiss angestrebt werden. Dieser wird hier bei einem Aspektverhältnis von 10:1 angesehen. Daher wurden Strukturen mit einer Tiefe von 500  $\mu\text{m}$  und einer Strukturperiode von 50  $\mu\text{m}$  angestrebt.

Zusammengefasst ist ein Rechteckgitter oder ein hexagonales Gitter mit einer Periode von 50  $\mu\text{m}$  und einer Tiefe von 500  $\mu\text{m}$  ein guter Kompromiss für eine Entspiegelung von HRFZ-Siliziumkomponenten bei breitbandiger THz-Strahlung im Bereich von 0,1 – 2 THz.



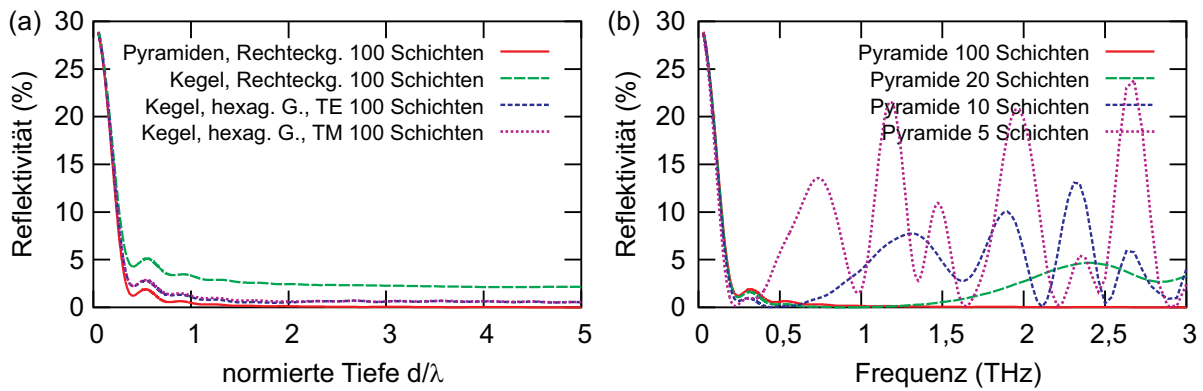


Abbildung 4.11: (a) Reflektivität in Abhängigkeit von der normierten Gittertiefe  $d/\lambda$  für verschiedene Gittertypen berechnet mittels EMT im quasistatischen Limit ( $\Lambda/\lambda = 0,001$ ). (b) Reflektivität in Abhängigkeit von der Frequenz für den Gittertyp Pyramiden im Rechteckgitter für verschiedene Schichtanzahlen. Die Bandbreite der Entspiegelung nimmt mit sinkender Schichtanzahl ab.

**Startpunkt: Tiefe Binäre Strukturen.** Der Ansatzpunkt zur Herstellung von Antireflexstrukturen in HRFZ-Silizium waren tiefe binäre Strukturen. Diese werden in diesem Abschnitt theoretisch untersucht. Die Untersuchungen sind auf den senkrechten Einfall der THz-Strahlung beschränkt. Dann erfahren beide Polarisationsrichtungen den gleichen Brechungsindex, sowohl bei der Rechteckstruktur als auch bei der hexagonalen Struktur. In diesem Fall kann die binäre Struktur mit einer homogenen Schicht verglichen werden. Jedoch zeigen die Berechnungen, dass es einige entscheidende Unterschiede im nicht-quasistatischen Limit gibt. Die Transmission der binären Strukturen wurde mittels RCWA (Programm UNIGIT) berechnet, wobei die  $\pm 10$ . Rayleighordnung mit berücksichtigt wurde. Die Transmission der homogenen Schicht wurde mittels EMT berechnet.

Abbildung 4.12 (a) zeigt die Transmission eines Rechteckgitters mit Füllfaktor 0,79, Gitterperiode  $50 \mu\text{m}$  und einer Gittertiefe von  $500 \mu\text{m}$ . Dieser Füllfaktor entspricht einem effektiven Brechungsindex von 1,85. Zum Vergleich ist die Transmission an einer homogenen Schicht mit diesem Brechungsindex und gleicher Schichttiefe eingezeichnet. Die Kurven zeigen, dass das Gitter bis zu einer Frequenz von ca. 0,6 THz (Wellenlänge  $500 \mu\text{m}$ ) im quasistatischen Limit liegt. Bis zu dieser Frequenz verhält sich das Gitter für senkrechten Einfall wie eine homogene Schicht. Darüber wird das Frequenzverhältnis, für das konstruktive Interferenz erscheint, also maximale Transmission vorliegt, immer kleiner. Die Transmission erreicht jedoch weder 100% noch den Wert ohne Beschichtung. Es gibt keine homogene Schicht, die solche Eigenschaften des Transmissionsverlaufs zeigt. Daher kann das Verhalten solcher tiefer binärer Strukturen nicht mittels EMT vorhergesagt werden. Die vertikale gestrichelte schwarze Linie zeigt die Grenze bis zu der nur die 0. Beugungsordnung ausbreitungsfähig ist. Darüber wird ein Teil der Intensität in höhere Beugungsordnungen gebeugt. Diese Grenze bestätigt Gleichung 2.6 aus Abschnitt 2.5.3: Die Grenzfrequenz, die mit dieser Gleichung berechnet wurde, beträgt 1,752 THz. Die Grenzfrequenz, die durch RCWA bestimmt wurde, beträgt 1,7544 THz.



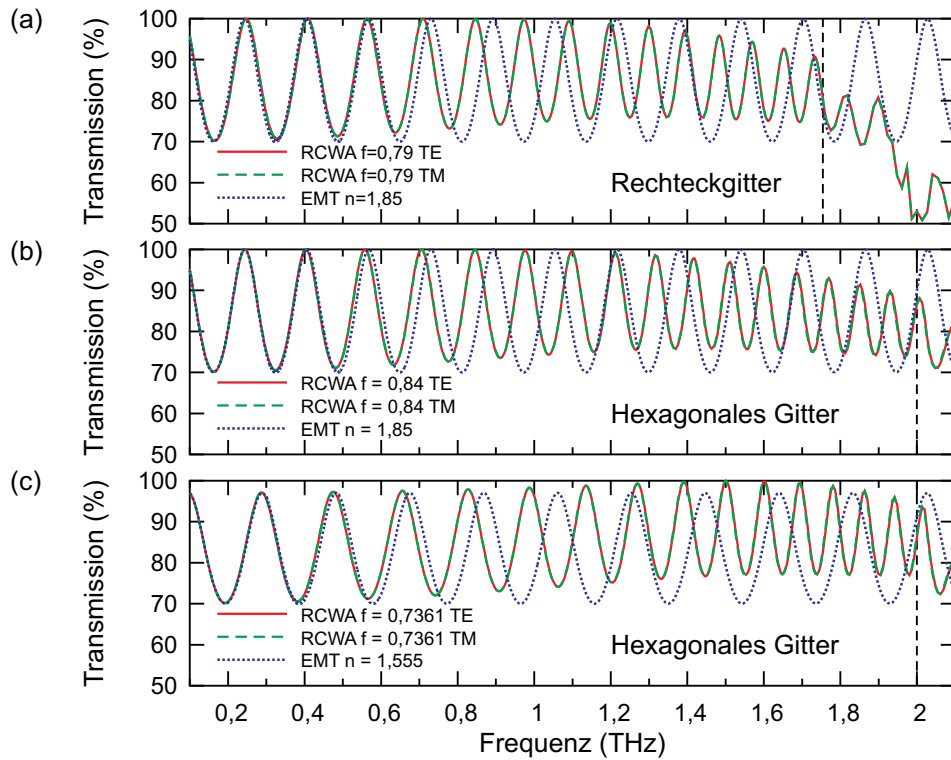


Abbildung 4.12: Vergleich der Transmission an einer Oberfläche mit einer binären Subwellenlängenstruktur und einer homogenen Schicht. Der Brechungsindex der homogenen Schicht ist jeweils angegeben. Für alle Berechnungen betragen  $\Lambda = 50 \mu\text{m}$  und  $d = 500 \mu\text{m}$ . Die Gittertypen waren (a) ein Rechteckgitter mit  $f = 0,79$ , (b) ein hexagonales Gitter mit  $f = 0,84$  und (c) ein hexagonales Gitter mit  $f = 0,7361$ . Die gestrichelte vertikale Linie ist die 0.-Beugungsordnungsgrenze.

Abbildung 4.12 (b) zeigt die Transmission an einem hexagonalen Gitter mit Füllfaktor 0,84, Gitterperiode  $50 \mu\text{m}$  und Gittertiefe  $500 \mu\text{m}$ . Der Füllfaktor entspricht ebenfalls dem optimalen Brechungsindex von 1,85. Die 0.-Beugungsordnungsgrenze nach Gleichung 2.6 liegt bei 2 THz, was in guter Übereinstimmung mit der mittels RCWA bestimmten von 2,028 THz ist. Der Verlauf der Transmission ist ähnlich dem des Rechteckgitters. Unterschiede treten in der Modulation für Frequenzen oberhalb 1,2 THz auf, wobei die Transmission, wie zuvor, weder 100% noch den Wert der unbehandelten Oberfläche erreicht.

Abbildung 4.12 (c) zeigt die Transmission an einem hexagonalen Gitter bei einem kleineren Füllfaktor ( $f = 0,7361$ ). Dies entspricht einem effektiven Index von 1,555 im quasistatischen Limit. Alle anderen Parameter sind die gleichen wie zuvor. Das binäre Gitter zeigt das gleiche Verhalten wie eine homogene Schicht bis zu einer Frequenz von ca. 0,5 THz. Bei einer homogenen Schicht mit einem Brechungsindex kleiner oder größer als der optimale kann keine Transmission von 100% erzielt werden. Konstruktive Interferenz entsteht für alle ungeraden Vielfachen der Frequenz  $\nu = c/(4n_1d_1)$ , mit  $c$  – Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,  $n_1$  – Brechungsindex der Schicht und  $d_1$  – Schichtdicke. Bei einem kleineren Brechungsindex ist die Grundfrequenz höher und der Abstand der ungeraden Vielfachen dieser Frequenz größer als

beim optimalen Brechungsindex. Oberhalb des quasistatischen Limits ist die Modulation größer und die Transmission erreicht, im Gegensatz zu den beiden vorher betrachteten Gittern, im Bereich von 1,3 – 1,7 THz mehrfach 100%. Bei Frequenzen oberhalb 0,5 THz fällt die Transmission nicht auf die der unbeschichteten Oberfläche zurück. Dieses Verhalten kann ebenfalls nicht mit einer homogenen Schicht erreicht werden. Daher kann das Verhalten von tiefen binären Strukturen nur im quasistatischen Limit mittels EMT vorhergesagt werden. Darüber kann es nur durch RCWA vorhergesagt werden, d.h. es ist nicht möglich einen bestimmten Brechungsindex diesen tiefen Strukturen zuzuweisen.

### 4.2.2 Herstellung der Strukturen durch tiefes reaktives Ionenätzen

Folgende Strukturen sollten mittels des gewählten Herstellungsprozesses realisiert werden: ein Rechteckgitter mit Periode 50  $\mu\text{m}$ , Tiefe 500  $\mu\text{m}$  und Füllfaktor 0,79 (Pfeilerbreite 39,5  $\mu\text{m}$ ) und ein hexagonales Gitter mit Periode 50  $\mu\text{m}$ , Tiefe 500  $\mu\text{m}$  und Füllfaktor 0,7361 (Pfeilerbreite 36,8  $\mu\text{m}$ ). Die Strukturen wurden auf einem 1 mm dicken 4-Zoll-HRFZ-Siliziumsubstrat mit  $\langle 111 \rangle$ -Orientierung hergestellt. Die Orientierung der Wafer spielt bei dem gewählten Ätzverfahren keine Rolle. Mit einem  $\langle 100 \rangle$ -Wafer lassen sich jedoch bessere Bruchkantenbilder erzeugen und so die erzeugten Strukturparameter besser kontrollieren. Die Strukturen wurden am Institut für Angewandte Physik der FSU Jena durch Herrn Thomas Käsebier hergestellt. Bei Vorversuchen stellte sich heraus, dass sich die Strukturparameter am besten durch tiefes reaktives Ionenätzen, dem sogenannten Bosch-Prozess (engl. deep reactive ion etching – DRIE) herstellen lassen. Der Prozess wurde von der Firma Bosch GmbH entwickelt und patentiert. Herausforderungen an den Herstellungsprozess sind sowohl die geforderte Tiefe der Strukturen von mindestens 500  $\mu\text{m}$  als auch das geforderte Aspektverhältnis von mindestens 10:1.

Abbildung 4.13 zeigt die einzelnen Schritte der Strukturherstellung. Schritt 1: Für jedes Design wird eine binäre Chrom-Fotomaske durch Elektronenstrahlolithografie geschrieben, d.h. Periode und Füllfaktor werden festgelegt. Der Siliziumwafer wird mit 500 nm Chrom und darauf 1  $\mu\text{m}$  Standardfotoresist (AZ1505) beschichtet. Durch Fotolithografie wird das Design der binären Maske auf das Fotoresist übertragen, sodass sich die entsprechende Gitterstruktur

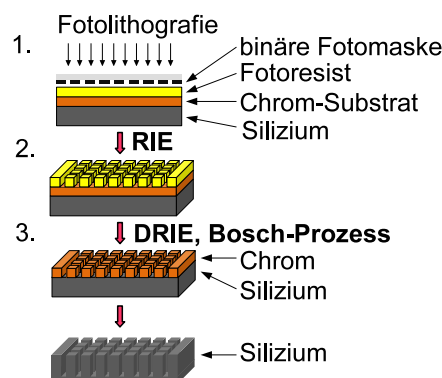


Abbildung 4.13: Prozessschritte zur Herstellung der strukturierten Siliziumwafer.

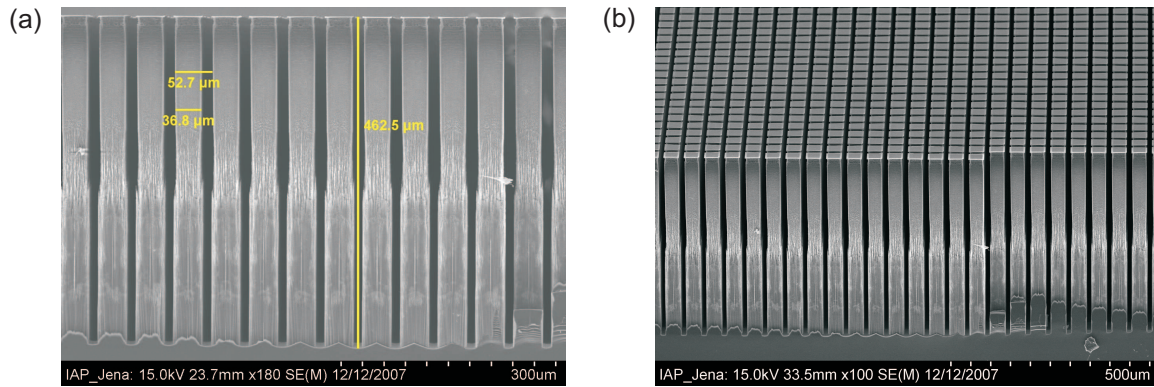


Abbildung 4.14: SEM-Bild einer Rechteckstruktur (Probe 2887). (a) Querschnitt. Die Tiefe der Struktur beträgt 462,5 µm, die Periode 52,7 µm und die Breite der Pfeiler im oberen Bereich der Struktur 36,8 µm (Füllfaktor 0,7). (b) Ein größerer Ausschnitt des strukturierten Bereichs unter einem Kippwinkel von 15°.

im Fotoresist befindet. Schritt 2: Durch reaktives Ionenätzen (engl. reactive ion etching – RIE) des Chroms in einem Parallelplatten-Plasmareaktor (SI 591, SENTECH Instruments GmbH Berlin) wird die binäre Struktur im Fotoresist auf die Chromschicht übertragen. Das Fotoresist wird durch sogenanntes „Strippen“ entfernt. Schritt 3: Durch tiefes reaktives Ionenätzen (DRIE) werden die tiefen binären Strukturen hergestellt. Der Bosch-Prozess ist eine Gas-Chopping-Methode, bei der sich Passivierungs- und isotrope Ätzzyklen abwechseln. Dieser Ätzprozess erfolgte in einem ICP-RIE-Plasmareaktor SI 500 C von SENTECH Instruments GmbH Berlin.

Abbildung 4.14 zeigt eine mit dem oben beschriebenen Prozess hergestellte Rechteckstruktur aus einem Vorversuch mit niederohmigem Silizium. Das Bild wurde mittels Scanning-Elektronen-Mikroskopie (SEM) aufgenommen. Die Strukturtiefe dieses Wafers von 462,5 µm wurde durch 900 Bosch-Zyklen (7,5 h Prozesszeit) erreicht. Für 500 µm Strukturtiefe wurden 1400 Bosch-Zyklen mit fast 9 h Prozesszeit benötigt. Die Strukturperiode des Rechteckgitters

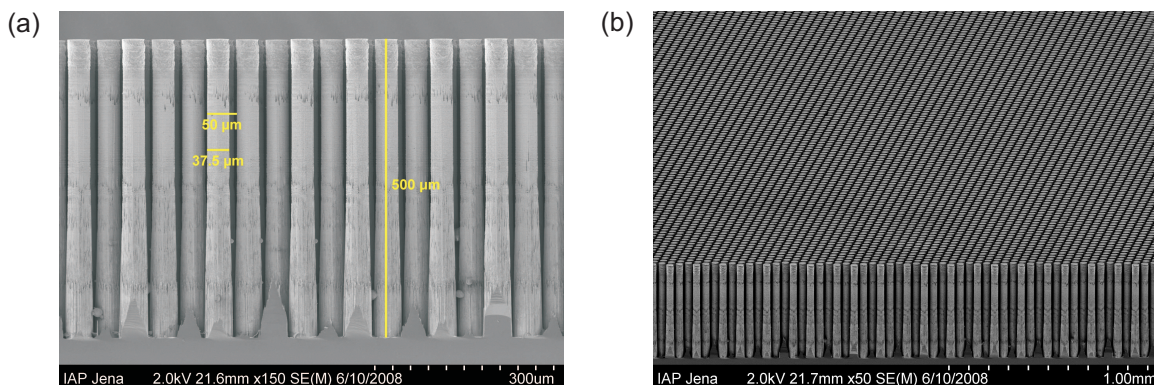


Abbildung 4.15: SEM-Bilder vom Probenrand der hexagonalen Struktur (Probe 2935). (a) Querschnitt. Die Tiefe der Struktur beträgt 500 µm, die Periode 50 µm und der Durchmesser der Pfeiler im oberen Bereich 37,5 µm (Füllfaktor 0,75). Die Cr-Ätzmaske wurde vollständig entfernt. (b) Ein größerer Ausschnitt des strukturierten Bereichs unter einem Kippwinkel von 15°.

beträgt 52,7  $\mu\text{m}$ . Diese ist leicht größer als geplant und verschiebt die 0.-Beugungsordnungsgrenze zu einer etwas niedrigeren Frequenz (1,67 THz). Der Füllfaktor variiert leicht mit der Tiefe. Die Einschnürung in der Mitte ist auf eine Unterbrechung des Ätzprozesses zurückzuführen. Der Ätzprozess wurde jeweils nach 100 Bosch-Zyklen unterbrochen, um Ätztiefe und Wafertemperatur zu kontrollieren.

Abbildung 4.15 zeigt die auf dem hochohmigen Silizium hergestellte hexagonale Struktur. Strukturperiode und -tiefe sind wie geplant. Jedoch variiert der Pfeilerdurchmesser wie zuvor mit der Tiefe, d.h. er wächst von der Mitte der Struktur zum Grund. Dies ist ebenfalls auf die Unterbrechungen im Ätzprozess zurückzuführen. Der Herstellungsprozess umfasste 1400 Bosch-Zyklen (fast 9 h Prozesszeit). Nach dem Ätzprozess sind die Ätzmasken vollständig durch das RIE verbraucht.

### 4.2.3 Messungen und Ergebnisse

Für die Messungen wurden die Proben in den kollimierten THz-Strahl zwischen zwei Off-axis-Paraboloiden eines Standard-THz-Zeitbereichsspektrometers platziert (Abb. 4.16). Der Einfallswinkel beträgt ungefähr  $0^\circ$ . Der THz-Strahlengang wurde mit Stickstoff geflutet, um die Reflexionen an den Wasserdampfmolekülen der umgebenden Luft zu vermeiden. Die relative Luftfeuchtigkeit lag bei den Messungen bei ca. 1%. Als fs-Laser stand ein MaiTai® von Spectra-Physics zur Verfügung mit 1 W optischer Ausgangsleistung, 100 fs Pulsdauer und 80 MHz Repetitionsrate. Die Zeitkonstante am Lock-in-Verstärker betrug 300 ms. Das Signal-zu-Rauschverhältnis nach Gleichung 4.2 betrug bei der unstrukturierten Probe 70 dB. Die optische Verzögerung der Delayline betrug 0,05 ps/s. Dies entspricht einer Geschwindigkeit von 0,15  $\mu\text{m/s}$ . Aus diesen Werten ergab sich eine Messzeit von 26,7 min pro Wellenform (80 ps des abgetasteten THz-Signals). Das Spektrum reichte von 0,1 – 2,5 THz. Die maximale Amplitude lag bei 0,41 THz. Für jede Probe wurden drei Pulse gemessen um die zeitliche Stabilität des Systems abzuschätzen. Abbildung 4.17 (a) zeigt den Mittelwert der gemessenen Pulse der Probe mit der Rechteckstruktur und der unstrukturierten Probe. Das Pulsmaximum der unstrukturierten Probe schwankt um  $\pm 0,85\%$ ; das der Probe mit der Rechteckstruktur um  $\pm 1,98\%$ . Der Hauptpuls der strukturierten Probe erscheint 2,63 ps vor dem Hauptpuls der unstrukturierten Probe. Dies ist auf die reduzierte optische Weglänge der strukturierten Probe zurückzuführen. Bei einem effektiven Index von 1,85 und einer Tiefe von 500  $\mu\text{m}$  des strukturierten Bereichs müsste der Hauptpuls zu einer Zeit  $\Delta t = \Delta n \cdot d/c = (3,42 - 1,85) \cdot 500 \mu\text{m} / 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} = 2,62 \text{ ps}$  vor dem der unstrukturierten Probe erscheinen, mit  $\Delta n$  – Änderung des Brechungsindex,  $d$  – Schichttiefe und  $c$  – Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Dies ist ein erster Indikator, dass die angestrebten Strukturparameter erreicht wurden. Die Kurve der unstrukturierten Probe zeigt Pulsechos bei 39,13 ps und 60,93 ps. Diese entstehen durch Fresnelreflexionen innerhalb der Siliziumprobe. Das kleine Pulsecho bei 23,3 ps (5,9 ps nach dem Hauptpuls) ist auf den Justagezustand des THz-Systems zurückzuführen und erschien auch ohne Proben im Aufbau.

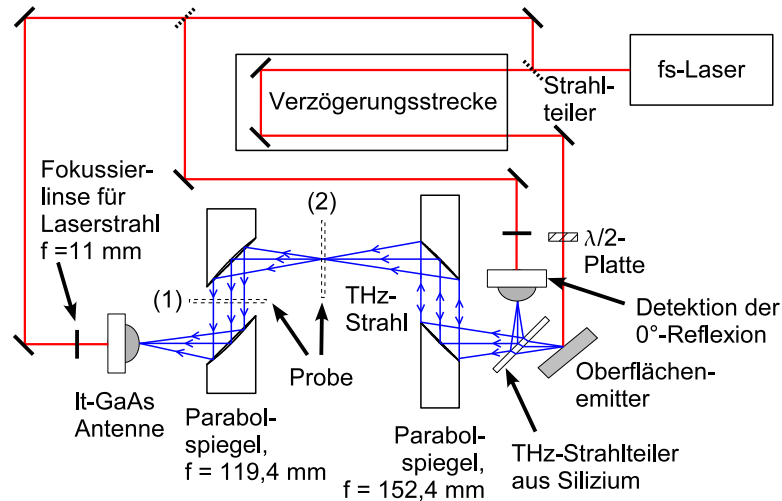


Abbildung 4.16: Schema des Messaufbaus zur Bestimmung von Transmission und Reflexion der Siliziumwafer. Für die Transmissionsmessungen wurde die Probe in den kollimierten Strahl zwischen das zweite Paar von Off-axis-Parabolspiegeln platziert (Position 1). Für die Reflexionsmessungen wurden die Proben im Fokus des THz-Strahls platziert (Position 2). Als Strahlteiler diente ein hoch-ohmiger Siliziumwafer (Dicke 7 mm).

Die eingefügte Skizze in Abb. 4.17 (a) zeigt die Transmissionskoeffizienten  $t$  sowie die Zeitverschiebung der Nachpulse  $\Delta t$  gegenüber dem Hauptpuls an einer strukturierten Probe mit einem effektiven Index der strukturierten Schicht von 1,85. Die Sekundärpulse müssten dann bei 6,17 ps (mit negativer Amplitude), 11,4 ps und 17,6 ps erscheinen.

Tatsächlich erscheint der zweite Puls an der strukturierten Probe 4,42 ps nach dem Hauptpuls. Dieser Puls ist eine Überlagerung der durch interne Reflexionen verursachten Puls kopie und des verstärkten systemeigenen Pulses 5,9 ps nach dem Hauptpuls. Das Pulsmaximum besitzt ein negatives Vorzeichen aufgrund der Phasenverschiebung um  $180^\circ$  bei Reflexion an einem optisch dichteren Medium. Weitere Puls kopien erscheinen 11,8 ps und 16,44 ps nach dem Hauptpuls. Zusätzlich zu den Puls kopien zeigt die ansteigende Flanke des Hauptpulses schnelle Oszillationen. Die Ursache dafür könnten kleine Stufen innerhalb der Struktur sein, die auf Unterbrechungen des Ätzprozesses zurückzuführen sind. Das Pulsmaximum bei der Probe mit der Rechteckstruktur steigt um  $(15,2 \pm 1,93)\%$  im Vergleich zur unstrukturierten Probe.

Die zeitliche Analyse der hexagonalen Struktur zeigt ähnliche Effekte (Abb. 4.18 (a)). Die Messungen der unstrukturierten Probe sind dieselben wie zuvor. Das Pulsmaximum der strukturierten Probe schwankt hier um  $\pm 1,06\%$ . Die sekundären Pulse erscheinen 4,13 ps (mit negativem Maximum), 12,38 ps und 16,53 ps nach dem Hauptpuls. Die Oszillationen in der ansteigenden Flanke des Hauptpulses der strukturierten Probe können ebenfalls beobachtet werden. Die zweite Puls kopie (12,38 ps nach dem Hauptpuls) ist stärker ausgeprägt als bei der Rechteckstruktur. Dies ist die Reflexion an der Grenzfläche zwischen strukturiertem Bereich und homogenem Silizium. Dies zeigt, dass dieser Übergang schärfer ist als bei der Rechteckstruktur. Das Pulsmaximum steigt um  $(21,76 \pm 0,3422)\%$  bezüglich der unstrukturierten Probe. Die



#### 4 Untersuchungen zu Antireflexstrukturen

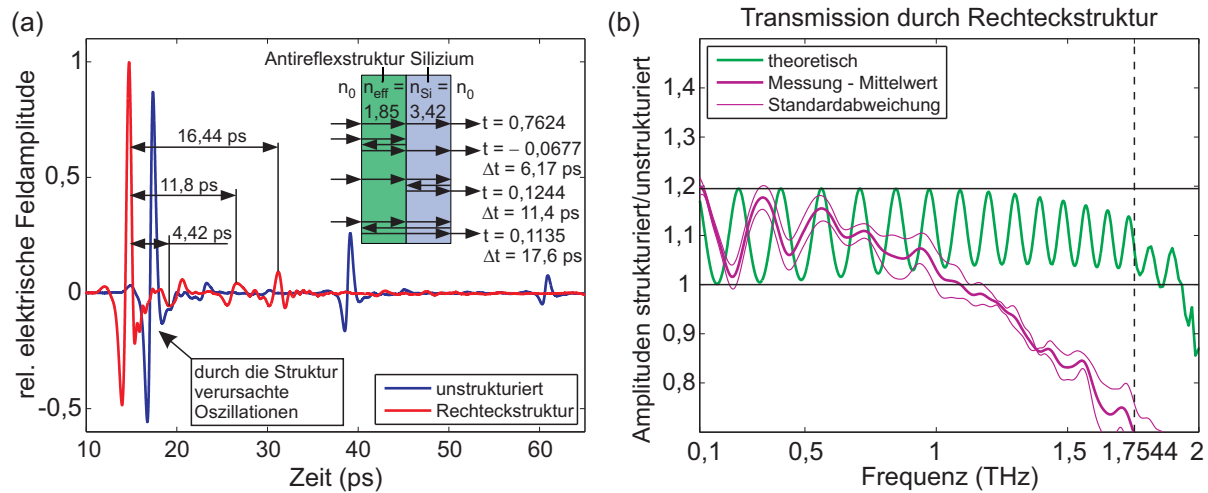


Abbildung 4.17: (a) Gemessene THz-Pulse bei Transmission durch die unstrukturierte Probe und die Probe mit dem Rechteckgitter. Die eingefügte Skizze zeigt die theoretischen Verzögerungszeiten und die Transmissionskoeffizienten der einzelnen Pulse für einen effektiven Index von 1,85 und eine Tiefe von 500  $\mu\text{m}$  des strukturierten Bereichs. (b) Verhältnis der spektralen transmittierten elektrischen Feldamplituden von strukturierter zu unstrukturierter Probe.

Unterschiede zur theoretischen Vorhersage mit der homogenen Schicht können durch eine spektrale Analyse erklärt werden.

Abbildung 4.17 (b) zeigt die spektrale Analyse des Transmissionsverhaltens der Rechteckstruktur, wobei das Verhältnis von spektraler elektrischer Feldamplitude der strukturierten zur unstrukturierten Probe dargestellt ist. Die magentafarbene dicke Linie zeigt den Mittelwert aus den Messungen und die magentafarbenen dünnen Linien die dazugehörige Standardabweichung. Die grüne Linie zeigt die theoretische Vorhersage mittels RCWA für eine binäre Struktur mit Füllfaktor 0,79 und 500  $\mu\text{m}$  Tiefe. Um die spektralen Messwerte mit der theoretischen Vorhersage vergleichen zu können, wurden die Pulse vor Anwendung der FFT nach dem ersten Nachpuls, d.h. 9 ps nach dem Hauptpuls, abgeschnitten. Dadurch werden die Mehrfachreflexionen innerhalb der strukturierten Schicht berücksichtigt und der Effekt eines integrierenden Empfängers simuliert. Dabei ist die Berücksichtigung des ersten Nachpulses aus dem strukturierten Bereich ausreichend, da schon der durch zweimaliges Hin- und Herreflektieren verursachte Nachpuls nur noch einen Transmissionskoeffizienten von 0,006 besitzt und somit kaum noch Energie trägt.

Die obere horizontale Linie in Abb. 4.17 (b) zeigt das maximale Amplitudenverhältnis mit Entspiegelung; die untere horizontale Linie gibt das Verhältnis ohne Entspiegelung an. Typische Oszillationen können beobachtet werden; für höhere Frequenzen ist die Modulation jedoch stark reduziert. Die Amplitude der strukturierten Probe ist erhöht bis zu einer Frequenz von ca. 1,1 THz. Die gestrichelte vertikale Linie bei 1,7544 THz zeigt die 0.-Beugungsordnungsgrenze bei senkrechtem Einfall. Die Bandbreite der realisierten Struktur ist also schmaler als vorhergesagt. Die geringere Bandbreite kann auf unvorteilhafte Schritte der Struktur zurückgeführt

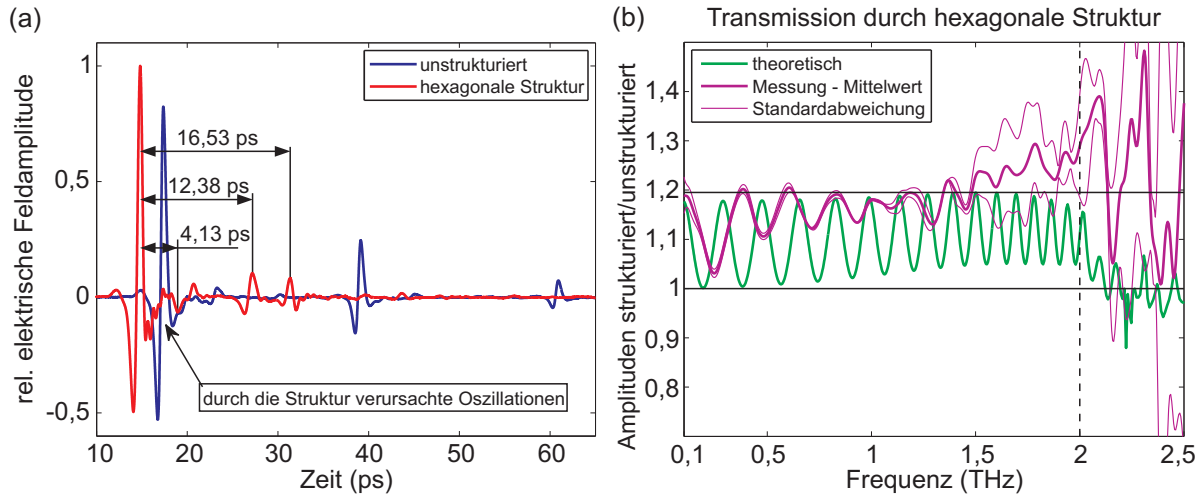


Abbildung 4.18: (a) Gemessene THz-Pulse bei Transmission durch die unstrukturierte Probe und die Probe mit dem hexagonalen Gitter. (b) Verhältnis der spektralen transmittierten elektrischen Feldamplituden von strukturierter zu unstrukturierter Probe.

werden (siehe Abb. 4.11 (b)). Da der Spektralbereich, bei dem die Struktur einen Anstieg der transmittierten elektrischen Feldamplitude bewirkt, mit dem Bereich der maximalen Amplitude des THz-Spektrums zusammenfällt, steigt das Maximum des Pulses im Zeitbereich ebenfalls.

Das spektrale Verhalten der hexagonalen Struktur ist in Abb. 4.18 (b) gezeigt. Die Auswertung der Messdaten erfolgte analog der vorherigen Messung. Die grüne Linie zeigt die theoretische Vorhersage für ein hexagonales binäres Gitter mit Füllfaktor 0,7361. Die schwarze gestrichelte Linie bei 2 THz zeigt die 0.-Beugungsordnungsgrenze. Oberhalb von 1,5 THz steigt die Standardabweichung, da das SNR stark abnimmt. Aus der spektralen Analyse wird klar ersichtlich, dass die Struktur bis zu Frequenzen von 2 THz als Entspiegelung wirksam ist. Das theoretische 0.-Beugungsordnungslimit ist eingehalten. Wie zuvor, ist eine vollständige Modulation nur bei den kleinen Frequenzen erreicht. Mit steigender Frequenz sinkt die Modulation. Oberhalb von 2,1 THz ist das SNR so klein, dass der Einfluss der Struktur nicht mehr bestimmt werden kann. Da die Bandbreite der Entspiegelung bei der hexagonalen Struktur breiter als die der Rechteckstruktur ist, ist der Anstieg des Pulsmaximums bei der zeitlichen Analyse höher.

Im Folgenden wird das Modulationsverhalten näher untersucht. Dieses kann mit dem realen Verlauf des Füllfaktors der hergestellten Struktur erklärt werden (Abb. 4.15 (a)). Von der Spitze der Struktur bis zu einer Tiefe von 242  $\mu\text{m}$  ist der Füllfaktor nahezu der angestrebte von 0,74. Von dieser Tiefe an steigt der Füllfaktor kontinuierlich bis zum Grund der Struktur auf 0,97. Der effektive Index steigt also von 1,56–2,62 (Abb. 4.10 (b)).

Abbildung 4.19 (a) zeigt die Simulation der Reflexion mit solch einem Gradienten des Brechungsindex berechnet mittels EMT (d.h. für das quasistatische Limit). Der Gradient des Brechungsindex, der der Simulation zugrunde liegt, ist in die Grafik eingezeichnet. Der Anstieg des Brechungsindex von der Mitte der Struktur bis zum Substratmaterial verursacht eine reduzierte Modulation. Somit führten die Unterbrechungen im Ätzprozess bereits zu dem

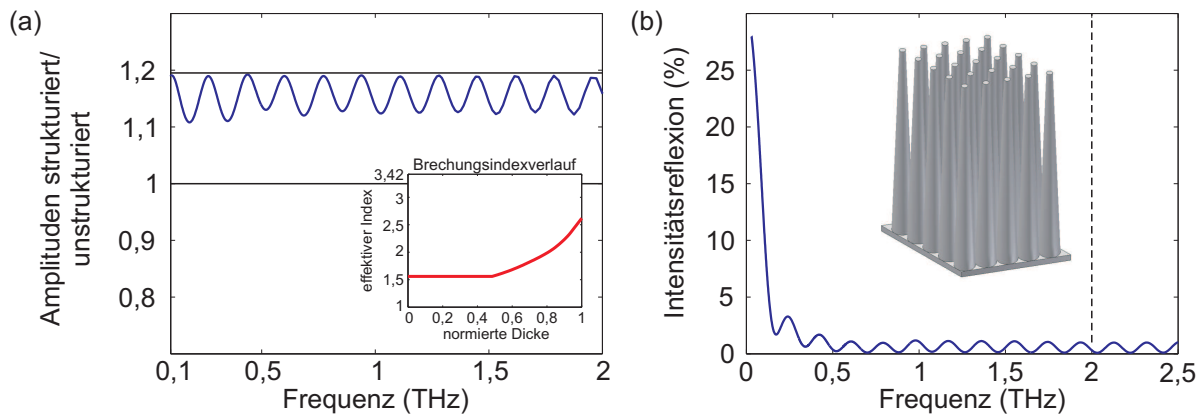


Abbildung 4.19: (a) Simulation mittels EMT des Verhältnisses der transmittierten spektralen elektrischen Feldamplitude von strukturierter und unstrukturierter Probe. Die eingefügte Grafik zeigt den angenommenen Brechungsindexverlauf. (b) Simulation der Intensitätsreflexion mittels EMT für eine Struktur von Kegelstümpfen im hexagonalen Gitter mit einem Füllfaktorverlauf von 0,3 an der Spitze bis 1,0 am Grund (siehe eingefügte Grafik). Dies entspricht einem kontinuierlichen Brechungsindexverlauf von 1,1 auf 2,9. Es zeigt sich eine Restreflexion von 1%. Die gestrichelte vertikale Linie zeigt das 0.-Beugungsordnungslimit für senkrechten Einfall für eine Gitterperiode von 50  $\mu\text{m}$ . Für die Tiefe wurde 500  $\mu\text{m}$  angenommen.

angestrebten Gradienten des Brechungsindex im unteren Bereich der hexagonalen Struktur. Dadurch kann der gewünschte Gradient des Brechungsindex erzeugt werden.

Für kleine Füllfaktoren ist der Anstieg des Brechungsindex mit dem Füllfaktor sehr gering (Abb. 4.10). Dieses Verhalten kann ausgenutzt werden um mechanisch stabile Antireflexstrukturen zu erzeugen. Ein Füllfaktor von 0,3 entspricht einem effektiven Index von 1,1. Die Reflexion an einer hexagonalen Struktur mit einem effektiven Index von 1,1 an der Spitze wird in Abb. 4.19 (b) gezeigt. Die verbleibende Intensitätsreflexion beträgt 1,1%. Ein Füllfaktor von 0,3 an der Spitze und 0,97 am Grund würde zu einer Restreflexion von 2,5% führen, was ebenfalls noch in einem akzeptablen Bereich liegt.

**Vergleich Reflexions-/Transmissionsmessung.** Die oben dargestellten Messungen werden im Folgenden durch Reflexionsmessungen ergänzt. Das Schema des verwendeten Messaufbaus zeigt Abb. 4.16. Der Laser ist der gleiche wie bei den Transmissionsmessungen. Das THz-Spektrum reicht von 0,1 – 2,5 THz (Messung an einem Goldspiegel) mit einem Maximum bei 0,5 THz. Die Messparameter wurden im Vergleich zur Transmissionsmessung etwas verändert. Die Integrationszeit wurde auf 30 ms verkürzt und die Scangeschwindigkeit der Delayline auf 300  $\mu\text{m/s}$  (optische Verzögerung 1 ps/s) erhöht. Die Anzahl der Messungen für eine Probe wurde auf 20 erhöht (zur Auswertung wurden 19 davon verwendet). Um 70 ps des THz-Pulses abzutasten, wurden nur noch 1,167 min benötigt. 20 Messungen dauern entsprechend 23,3 min. Dies erhöht die Dynamik der Messungen erheblich. Bei vorherigen Messungen fiel auf, dass die Laserleistung und damit die abgestrahlte THz-Leistung über einen Zeitraum von 12 Stunden



schwankte. Innerhalb der hier gewählten Messzeit sind aber solche Effekte nicht relevant. Allerdings wurde auf eine erneute Justage zwischen den einzelnen Messungen verzichtet. Dafür wurde für die Einrichtung der Probe die THz-Pulsamplitude ständig überwacht und die Probe solange justiert, bis die THz-Amplitude maximal wurde. Diese Position wurde fixiert und daraufhin die 20 Messungen durchgeführt. Für die Messungen wurde die THz-Strecke wieder mit Stickstoff geflutet. Die relative Luftfeuchtigkeit lag bei 1,5%. Bei Mittelung über 19 Messungen liegt das SNR bei 30,5 dB. Das Pulsmaximum des direkt reflektierten Pulses an der unstrukturierten Probe schwankt bei Mittelung über 19 Messwerte um  $\pm 2,33\%$  und das an der Probe mit der hexagonalen Struktur um  $\pm 4,98\%$ .

Abbildung 4.20 (a) zeigt die gemessenen Pulsformen bei Reflexion am unstrukturierten Siliziumwafer und an der Probe mit der hexagonalen Struktur. Hier ist die Amplitude des direkt reflektierten Pulses um  $(64,50 \pm 1,49)\%$  reduziert. Wie theoretisch vorhergesagt, zeigen sich zwei Pulse mit etwa gleich hohem Pulsmaximum von der Vorderseite der Probe und von der Grenzfläche innerhalb der Probe. Dies deutet auf eine klare Trennung des strukturierten und unstrukturierten Bereichs hin. Es haben sich keine unvorteilhaften Zwischenstufen gebildet.

Die wirksame Bandbreite der Schicht reicht mindestens bis 1,8 THz (Abb. 4.20 (b)). Darüber hinaus können keine Aussagen aufgrund des geringen SNR mehr getroffen werden. Wie bei der Transmissionsmessung sinkt die Modulation zu höheren Frequenzen. Ebenfalls ist das Frequenzverhältnis aufeinanderfolgender Minima größer als bei der theoretischen Vorhersage.

Um die durch die Transmissions- und Reflexionsmessungen gewonnenen Aussagen vergleichen zu können, wurden explizit die Transmission und Reflexion der Intensität aus den

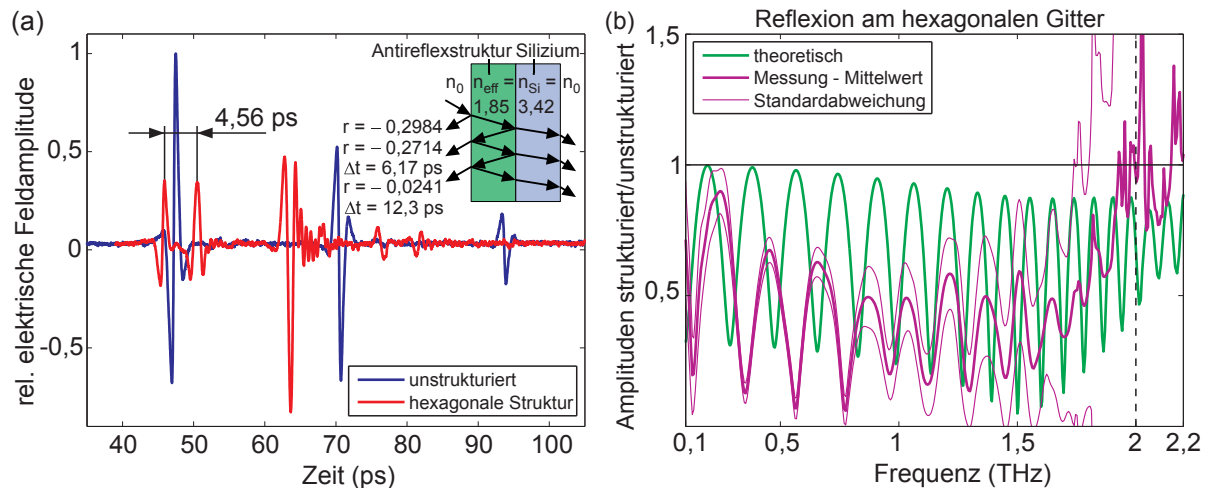


Abbildung 4.20: (a) Gemessene THz-Pulse bei Reflexion an der unstrukturierten Probe und der Probe mit der hexagonalen Struktur. Die eingefügte Skizze zeigt die Reflexionskoeffizienten und Verzögerungen der einzelnen Pulse für einen effektiven Schichtindex von 1,85 und eine Tiefe von 500  $\mu m$ . Die Werte sind für senkrechten Einfall angegeben. Für eine bessere Anschaulichkeit wurde hier der schräge Einfall dargestellt. (b) Verhältnis der spektralen reflektierten elektrischen Feldamplituden von strukturierter zu unstrukturierter Probe.

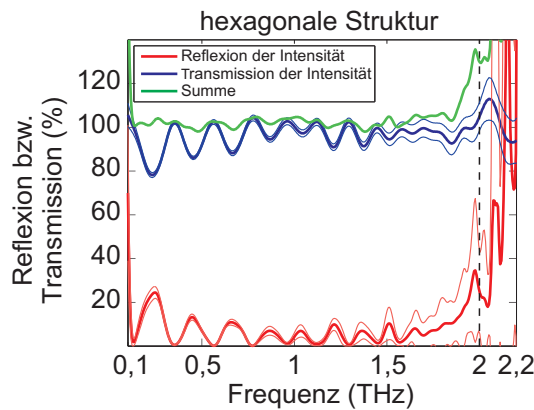


Abbildung 4.21: Intensitätsreflexion und -transmission der hexagonalen Struktur berechnet anhand der Messdaten.

Messungen bestimmt. Für die Transmission wurde das Verhältnis der spektralen Intensität an der strukturierten Probe zu einer Messung ohne Probe im Aufbau gebildet. Zur Bestimmung der Reflektivität wurde das Verhältnis der spektralen Intensität der strukturierten Probe zur Messung an einem Goldspiegel gebildet.

Für eine Summe aus Transmission und Reflexion von 1 kommt es zu keinen Verlusten durch Streuung, Absorption oder Beugung in höhere Ordnungen. Abbildung 4.21 zeigt, dass dies für die hexagonale Struktur bis 1,8 THz erfüllt ist. Darüber ist das SNR stark reduziert. Damit bestätigt sich die sehr gute Funktionsweise dieser hergestellten Antireflexstruktur. Die Minima der Transmissionskurve und die Maxima der Reflexionskurve fallen zusammen. Daher können anhand der Reflexionsmessungen die gleichen Schlüsse über die Wirksamkeit der hergestellten Strukturen wie bei der Transmissionsmessung gezogen werden.

**Diskussion.** Für die zwei möglichen Materialien für THz-Linsen, Kunststoffe der Zeonex®-Gruppe und Silizium, wurden erstmals breitbandige Entspiegelungsstrukturen demonstriert. Durch UP-Bearbeitung konnten in Kunststoff Strukturen mit einem Aspektverhältnis von 2:1 eingebracht werden, was eine Entspiegelung einer Bandbreite von 5:1 ermöglicht. Die Strukturen wurden durch Off-axis-Drehen im Einstechverfahren erzeugt. Es wurde gezeigt, dass sich lineare Strukturen und Kreuzgitter am besten für die geplante Anwendung eignen und konzentrische Kreise eher ungünstig sind.

Die Antireflexstrukturen in Silizium wurden durch tiefes reaktives Ionenätzen (DRIE) hergestellt, da mit diesem Verfahren das erforderliche hohe Aspektverhältnis erreicht werden kann. Hier wurden Strukturen mit einem Aspektverhältnis von 10:1 hergestellt. Es stellte sich heraus, dass die Strukturen bereits einen leicht positiven Flankenwinkel aufwiesen, was durch Unterbrechungen im Ätzprozess erreicht wurde. Mit den hergestellten hexagonalen Strukturen konnte ein Bereich von 0,1 – 2 THz entspiegelt werden.

Hier wurde jeweils die Anwendung auf einer planen Fläche demonstriert. Für die Anwendung auf gekrümmten Flächen bis hin zur Asphäre sind noch weitere Entwicklungsschritte notwendig.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Die Bildgebung mittels ultrakurzer THz-Pulse ermöglicht eine schonende, da energiearme Untersuchung vieler Messobjekte, deren verborgene Eigenschaften sichtbar gemacht werden sollen. Die gepulste Form der Strahlung ermöglicht dabei eine zusätzliche Tiefenauflösung bis zu wenigen Mikrometern. Die THz-Pulse können eine spektrale Bandbreite von 0,1–3 THz besitzen. Dies sind gerade die Frequenzen des elektromagnetischen Spektrums, bei denen viele Stoffe noch transparent sind, d.h. nach oben schließt sich der mittlere IR-Bereich mit seinen charakteristischen Absorptionslinien an, und aber im Vergleich zur Mikrowellenstrahlung aufgrund der kürzeren Wellenlängen eine höhere Auflösung bieten. Das vielfältige Anwendungsspektrum der THz-Strahlung reicht von der Darstellung der inneren Struktur von Styropormodellen für das Spritzgießen bis hin zur Untersuchung historischer Kunstgüter, bei denen die einzelnen Farbschichten sichtbar gemacht werden können.

Für die industrielle Anwendung im Qualitätsmanagement ist ein Hauptkriterium eine schnelle Datenakquisitionszeit. Bisher war aber gerade diese ein Problem, denn flächige Emmitter bzw. Detektoren standen nicht zur Verfügung. – Obwohl erste Experimente mittels THz-Strahlung bereits Mitte der 1970er Jahre durchgeführt wurden, wurde deren Entwicklung erst in den letzten Jahren vorangetrieben. Bis dahin musste zur Bildgebung das Objekt punktwise gescannt werden, was zu Aufnahmezeiten im Bereich von Stunden bis hin zu Tagen führte. Mit der Entwicklung von flächigen Detektoren stiegen nun auch die Anforderungen an die THz-Optiken. – Für die punktwise Detektion waren Ellipsoid- und Paraboloidspiegel ausreichend, da diese eine optimale punktförmige Abbildung für ein Objekt im Brennpunkt ermöglichen. Die Untersuchungen dieser Arbeit zeigten aber, dass die herkömmlichen THz-Optiken, d.h. einfache plankonvexe Linsen und die eben genannten Spiegel, den Anforderungen der flächigen Abbildung nicht gerecht werden und es einer speziellen Optimierung der Optiken bedarf.

Aufgrund der großen Wellenlängen im Bereich von 0,1 – 3 mm dominieren häufig Beugungseffekte die Ausbreitung. Deshalb gingen bisherige Analysen der THz-Systeme von einer wellenoptischen Betrachtung des Problems aus. Dafür wurde hauptsächlich die numerische Integration verschiedener Beugungsintegrale verwendet. Diese ermöglichen jedoch immer nur die Betrachtung von Teilkomponenten, wodurch sie für die Optimierung der Optiken ungeeignet sind. Eine Methode zur Beurteilung der Abbildungsleistung des Gesamtsystems fehlte. Hierfür konnten maximal die Methoden der Quasioptik, d.h. der Beschreibung mittels Gaußmoden verwendet werden, mit denen der Einfluss geometrisch-optischer Aberrationen nicht berücksichtigt werden kann und die außerdem nur im paraxialen Bereich gültig sind.

In dieser Arbeit wurde aber gezeigt, dass der Einfluss von Beugung sehr unterschiedlich für die einzelnen Wellenlängen des THz-Pulses ist. – Für einen großen Teil des Spektrums dominieren sogar die geometrisch-optischen Aberrationen die Abbildung, sodass THz-Optiken nicht automatisch beugungsbegrenzt sind. Somit konnte die Optimierung von THz-Optiken nun als Teilgebiet des Optikdesigns aufgefasst werden: Durch die angewendeten Methoden des klassischen Optikdesigns, d.h. einer Kombination von Raytracing und wellenoptischen Methoden, wurden komplexe THz-Optiken erstmals analysiert und optimiert. Hierfür wurde erstmals das Standard-Optikdesign-Programm ZEMAX verwendet, denn dieses Programm ist entgegen der zuvor weitverbreiteten Annahme durchaus geeignet, die Optiken auch für diesen Spektralbereich zu optimieren und deren Abbildungsleistung zu bewerten. – Auch für das komplexe Problem der Abbildung mittels ultrakurzer THz-Pulse, denn sowohl die Wellenlänge als auch die extreme Bandbreite stellen Anforderungen an das Optikdesign, die so in keinem anderen Spektralbereich zu finden sind.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen führten dann zu einer sukzessiven Aufklärung der Vorgänge bei der Abbildung mittels THz-Strahlung. So konnte neben den optimierten THz-Optiken beispielsweise auch die Fragestellung nach der optimalen Substratlinienform durch einfache geometrisch-optische Betrachtungen geklärt werden. Dafür wurden die in der Literatur beschriebenen Quellenmodelle so aufbereitet, dass eine einfache Implementierung in ZEMAX möglich ist.

Mittels ZEMAX wurde erstmals eine THz-Optik für ein 8-Kanal-Detektionssystem optimiert, anhand der die Abbildungseigenschaften der realisierten Optik untersucht wurden. Hier konnte aufgrund des kleinen Feldes eine Kombination aus Linsen und 90°-Off-axis-Paraboloiden verwendet werden. Die hierfür verwendeten ultrapräzisionsgedrehten Linsen und Spiegel ermöglichen neben der beugungsbegrenzten Abbildungsleistung (1 Linienpaar/mm) auch die Verwendung eines optischen Pilotstrahls für die Systemjustage. Durch die hier durchgeführten Untersuchungen konnte ein Zusammenhang zwischen der Optimierung im Frequenzbereich und der damit erzielten zeitlichen Auflösung gefunden werden, denn für eine schnelle Datengewinnung wird häufig direkt das Pulsmaximum im Zeitbereich ausgewertet. So konnte gezeigt werden, dass die Schwerpunktwellenlänge ein geeignetes Mittel zur Abschätzung der Abbildungsleistung im Zeitbereich ist. Weiterhin wurde gezeigt, dass die kleinen Wellenlängen, auch wenn sie spektral nur ein geringes Gewicht haben, einen wichtigen Anteil zum zeitlichen Auflösungsvermögen liefern. Mithilfe der polychromatischen Tools lässt sich ein integrales Verhalten über das Spektrum der THz-Pulse, wie dies bei der Abbildung mit den THz-Pulsen beobachtet wurde, nachbilden. Als weitere Entwicklung dazu wurde eine THz-Optik für ein 128-Kanal-System optimiert, die erstmals eine beugungsbegrenzte Abbildung (1,1 LP/mm) für ein größeres Feld (63,5 mm) im THz-Bereich ermöglicht. Es stellte sich heraus, dass dafür ausschließlich Linsen verwendet werden können. Dieses System befindet sich derzeit im Aufbau. Die Ergebnisse zur Anwendung von ZEMAX zur Optimierung der THz-Optiken wurden u.a. auch in einem Artikel für die Zeitschrift LaserFocusWorld veröffentlicht.

Die Untersuchungen zu den Linsenmaterialien zeigten, dass für THz-Optiken entweder Kunststoffe mit niedriger Absorption oder das hochohmige Fließzonen-Silizium in Frage kommen. Als geeignetster Kunststoff hat sich Zeonex® 480R erwiesen. Mit hochohmigem Silizium steht ein Material für die THz-Optiken zur Verfügung, das für die optische Abbildung nahezu ideale Eigenschaften besitzt, d.h. einen hohen und wellenlängenunabhängigen Brechungsindex (hier 3,42). Der hohe Brechungsindex ermöglicht es gerade die Aberrationen, die mit der Abbildung von großen Feldern verbunden sind, also Koma und Astigmatismus, zu reduzieren. Deshalb spielt hochohmiges Silizium eine Schlüsselrolle für die Entwicklung höchstauflösender THz-Optiken. Die Nutzung dieser Eigenschaften von Silizium für die Entwicklung einer hochauflösenden THz-Optik (7 LP/mm), ebenfalls für das 128-Kanal-System, wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals beschrieben. Einziger Nachteil dieses Materials sind die großen Fresnelverluste aufgrund des hohen Brechungsindex.

So wurde sich in dieser Arbeit neben den THz-Optiken auch mit deren Entspiegelung beschäftigt. Als Ansatz wurden dafür Antireflexstrukturen gewählt, die im Rahmen dieser Arbeit im THz-Bereich erstmals angewendet wurden. Dabei musste für die zwei wichtigsten Materialien für die THz-Optiken jeweils nach einer geeigneten Herstellungsmethode gesucht werden. So hat sich für die Entspiegelung von Kunststoffen die Ultrapräzisionsbearbeitung als geeignet erwiesen, womit Strukturen hergestellt werden können, mit denen ein Frequenzverhältnis von 5:1 im THz-Bereich entspiegelt werden kann. – Dieses Verfahren wurde zum Patent angemeldet. Für die Entspiegelung von Silizium wurde erstmals das tiefe reaktive Ionenätzen (DRIE, Bosch-Prozess) angewendet. Der Ansatz bestand darin, zunächst möglichst tiefe binäre Strukturen herzustellen, um einen möglichst breitbandigen Effekt zu erzielen. Mit den hergestellten Strukturen wurde die Entspiegelungswirkung im Bereich von 0,1 – 2 THz (Frequenzverhältnis 20:1) nachgewiesen. Die hiermit erzielten Frequenzintervalle sind verglichen mit den sonst üblichen extrem breitbandig. – Für den visuellen Spektralbereich muss lediglich eine Bandbreite von 2:1 entspiegelt werden. Die beiden im Rahmen dieser Arbeit erschienen Veröffentlichungen zu den AR-Strukturen wurden in [113] von Rensselaer Polytechnic Institute zitiert. Darin wurden ebenfalls Antireflexstrukturen in Silizium beschrieben, die aber aufgrund ihres geringeren Aspektverhältnisses und Gittertyps eine geringere Entspiegelungsbandbreite ermöglichen.

Die Entspiegelung wurde bisher nur auf planen Flächen angewendet. Bei der UP-Bearbeitung müsste die Anwendung der Strukturen durch eine entsprechende Relativbewegung des Werkzeugs realisiert werden. Der Bosch-Prozess würde das Aufbringen der Strukturen auf leicht gekrümmte Oberflächen ebenfalls zulassen. Dafür muss die Maske durch Elektronenstrahlithografie auf die gekrümmte Fläche geschrieben werden, wofür die hier abgeleiteten Strukturparameter ebenfalls geeignet sind. Eine Flächenkrümmung wie die der Siliziumlinsen aus Abschnitt 3.6 wäre für diesen Prozess geeignet. Somit wurden in dieser Arbeit die Grundlagen für die zukünftige Entwicklung noch leistungsfähigerer THz-Optiken gelegt, die wichtig für die industrielle Anwendung der THz-Technologie sind.



# Literaturverzeichnis

- [1] MITTLEMAN, Daniel M. ; JACOBSEN, Rune H. ; NUSS, Martin C.: T-Ray Imaging. In: *IEEE J. Sel. Top. Quant. Elec.* 2 (1996), Nr. 3, S. 679–692
- [2] MITTLEMAN, Daniel: Terahertz Imaging. In: MITTLEMAN, Daniel (Hrsg.): *Sensing with Terahertz Radiation*. 1. Aufl. Berlin : Springer, 2003. – ISBN 3–540–43110–1, S. 123–128
- [3] ZHONG, Hua ; REDO-SANCHEZ, Albert ; ZHANG, X.-C.: Identification and classification of chemicals using terahertz reflective spectroscopic focalplane imaging system. In: *Opt. Expr.* 14 (2006), Nr. 20, S. 9130–9141
- [4] VAN EXTER, Martin ; GRISCHKOWSKY, Daniel R.: Characterization of an Optoelectronic Terahertz Beam System. In: *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 38 (1990), Nr. 11, S. 1684–91
- [5] DAVIES, A. G. ; LINFIELD, E. H. ; JOHNSTON, M. B.: The development of terahertz sources and their applications. In: *Phys. Med. Biol.* 47 (2002), S. 3679–3689
- [6] PLANKEN, P. C. ; VAN RIJMENAM, C. E. ; SCHOUTEN, R. N.: Opto-electronic pulsed THz systems. In: *Semicond. Sci. Technol.* 20 (2005), S. 121–127
- [7] AUSTON, D. H. ; CHEUNG, K. P. ; VALDMANIS, J. A. ; KLEINMANN, D. A.: Cherenkov Radiation from Femtosecond Optical Pulses in Electro-Optic Media. In: *Phys. Rev. Lett.* 53 (1984), Nr. 16, S. 1555–1558
- [8] BONVALET, A. ; JOFFRE, M.: Terahertz Femtosecond Pulses. In: RUILLIÈRE, Claude (Hrsg.): *Femtosecond Laser Pulses*. 2. Aufl. New York : Springer, 1998. – ISBN 978–0–387–01769–3, S. 309–331
- [9] AUSTON, D.H.: Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon. In: *Appl. Phys. Lett.* 26 (1975), Nr. 3, S. 101–103
- [10] SMITH, Peter R. ; AUSTON, David H. ; NUSS, Martin C.: Subpicosecond photoconducting dipole antenna. In: *IEEE J. Quant. Elect.* 24 (1988), Nr. 2, S. 255–260
- [11] ZHANG, X. C. ; AUSTON ; H., D.: Optoelectronic measurement of semiconductor surfaces and interfaces with femtosecond optics. In: *Journal of Applied Physics* 71 (1992), Nr. 1, S. 326–338
- [12] WINNEWISSE, Carsten: *Elektrooptische Detektion von ultrakurzen elektromagnetischen Pulsen*. Freiburg in Breisgau, Albert-Ludwigs-Universität, Diss., 1999
- [13] VAN EXTER, Martin ; FATTINGER, Ch. ; GRISCHKOWSKY, D. R.: High-brightness terahertz beams characterized with an ultrafast detector. In: *Appl. Phys. Lett.* 55 (1989), Nr. 4, S. 337–339
- [14] LUKOSZ, W.: Light emission by magnetic and electric dipoles close to a plane dielectric interface. III. Radiation patterns of dipoles with arbitrary orientation. In: *J. Opt. Soc. Am.* 69 (1979), Nr. 11, S. 1495–1503
- [15] FATTINGER, Ch. ; GRISCHKOWSKY, D.: Terahertz beams. In: *Appl. Phys. Lett.* 54 (1988), Nr. 6, S. 490–492
- [16] FILIPOVIC, Daniel F. ; GEARHART, Steven S. ; REBEIZ, Gabriel M.: Double-Slot Antennas on Extended Hemispherical and Elliptical Silicon Dielectric Lenses. In: *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 41 (1993), Nr. 10, S. 1738–1748
- [17] FILIPOVIC, Daniel F. ; GAUTHIER, Gildas P. ; RAMAN, Sanjay ; REBEIZ, Gabriel M.: Off-Axis Properties of Silicon and Quartz Dielectric Lens Antennas. In: *IEEE Trans. Antennas Prop.* 45 (1996), Nr. 5, S. 760–766

- [18] JEPSEN, P. U. ; JACOBSEN, R. H. ; KEIDING, S. R.: Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 13 (1996), Nr. 11, S. 2424–36
- [19] RUDD, Van J. ; JOHNSON, Jon L. ; MITTLEMAN, Daniel M.: Cross-polarized angular emission patterns form lens-coupled terahertz antennas. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 18 (2001), Nr. 10, S. 1524–33
- [20] RUDD, J. V. ; MITTLEMAN, Daniel M.: Influence of substrate-lens desing in terahertz time-domain spectroscopy. In: *J. Opt. Soc. Am. B* (2002), S. 319–329
- [21] REITEN, Matthew T. ; HARMON, Stacey A. ; CHEVILLE, Richard A.: Terahertz beam propagation measured through three-dimensional amplitude profile determination. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 20 (2003), Nr. 10, S. 2215–2225
- [22] REITEN, Matthew T. ; CHEVILLE, Richard A.: Effect of spherical abberation and surface waves on propagation of lens - coupled terahertz pulses. In: *Opt. Lett.* 30 (2005), Nr. 6, S. 673–675
- [23] CHEVILLE, R. A.: Perspectives on THz Time Domain Spectroscopy. In: *J. Opt. Soc. Korea* 8 (2004), Nr. 1, S. 34–52
- [24] GÜRTLER, Andreas ; WINNEWISSER, Carsten ; HELM, Hanspeter ; JEPSEN, Peter U.: Terahertz pulse propagation in the near field and the far field. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 17 (1999), Nr. 1, S. 74–83
- [25] JOHNSTON, M. B. ; WHITTAKER, D. M. ; CORCHIA, A. ; DAVIES, A. G. ; LINFIELD, E. H.: Theory of magnetic-field enhancement of surface-field terahertz emission. In: *J. App. Phys.* 91 (2002), Nr. 4, S. 2104–2106
- [26] SCHALL, Michael: *Aufbau eines Terahertz-Spektrometers und Bestimmung optischer Eigenschaften von Materialien im Frequenzbereich zwischen 100 GHz und 1,5 THz*. Freiburg in Breisgau, Albert-Ludwigs-Universität, Diplomarbeit, 1996
- [27] O’HARA, John ; GRISCHKOWSKY, D.: Quasi-optic terahertz imaging. In: *Optical Society of America* (2001), S. 1918–1920
- [28] GOLDSMITH, Paul F.: *Quasioptical Systems - Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Applications*. New York : IEEE Press, 1998. – ISBN 0–7803–3439–6
- [29] RABANUS, David ; GRANET, Christophe ; MURK, Axel ; TILS, Thomas: Measurement of properties of a smooth-walled spline-profile feed horn around 840 GHz. In: *Infrared Physics & Technology* 48 (2006), Nr. 3, S. 181–186
- [30] O’SULLIVAN, Creidhe ; ATAD-ETTEDGUI, Eli ; DUNCAN, William ; HENRY, David ; JELLEMA, Willem ; MURPHY, J. A. ; TRAPPE, Neil ; VAN DE STADT, Herman ; WITHINGTON, Stafford ; YASSIN, Ghassan: Far-infrared optics design and verification. In: *Int. J. Infrared Millimet. Waves* 23 (2002), Nr. 7, S. 1029–1045
- [31] RAYLEIGH, Lord: On Reflection of Vibrations at the Confines of two Media between which the Transition is Gradual. In: *Proc. Lond. Math. Soc.* 11 (1880), S. 51–56
- [32] CLAPHAM, P. B. ; HUTLEY, M. C.: Reduction of Lens Reflection by the 'Moth Eye' Principle. In: *Nature* 244 (1973), S. 281–282
- [33] WILSON, S. J. ; HUTLEY, M. C.: The optical properties of 'moth eye' antireflection surfaces. In: *Optica Acta* 29 (1982), Nr. 7, S. 993–1009
- [34] GOMBERT, Andreas ; ROSE, Klaus ; HEINZEL, Andreas ; HORBELT, Werner ; ZANKE, Christel ; BLÄSI, Benedikt ; WITTWER, Volker: Antireflective submicrometer surface-relief gratings for solar applications. In: *Sol. Energ. Mat. Sol. Cells* 54 (1998), S. 333–342
- [35] KARLSSON, M. ; NIKOLAJEFF, F.: Diamond micro-optics: microlenses and antireflection structured surfaces for the infrared spectral region. In: *Opt. Expr.* 11 (2003), Nr. 5, S. 502–507
- [36] JONES, E. M. T. ; COHN, S. B.: Surface matching of dielectric lenses. In: *IRE International Convention Record* 2 (1954), S. 46–53



- [37] BODNAR, Donald G. ; BASSETT, Harold L.: Analysis of an Anisotropic Dielectric Radome. In: *IEEE Trans. Antennas Propag.* 23 (1975), Nr. 6, S. 841–846
- [38] PADMAN, R.: Reflection and Cross-Polarization Properties of Grooved Dielectric Panels. In: *IEEE Trans. Antennas Propag.* 26 (1978), Nr. 5, S. 741–743
- [39] MA, J. Y. L. ; ROBINSON, L. C.: Night moth eye window for the millimetre and sub-millimetre wave region. In: *Optica Acta* 30 (1983), Nr. 12, S. 1685–1695
- [40] BLÄSIE, Benedikt: *Holographisch hergestellte Antireflexoberflächen für solare und visuelle Anwendungen*, Albert-Ludwigs-Universität, Fakultät für Physik, Freiburg i. Br., Diss., 2000
- [41] GOMBERT, Andreas ; BLÄSI, Benedikt ; BÜHLER, Christopher ; NITZ, Peter: Some application cases and related manufacturing techniques for optically functional microstructures on large areas. In: *Opt. Eng.* 43 (2004), Nr. 11, S. 2525–2533
- [42] HEAVENS, O. S.: *Optical Properties of Thin Solid Films*. 2. Aufl. New York : Dover Publications, Inc., 1991. – ISBN 0–486–66924–6
- [43] GATESMAN, A. J. ; WALDMAN, J. ; JI, M. ; MUSANTE, C. ; YNGVESSON, S.: An Anti-Reflection Coating for Silicon Optics at Terahertz Frequencies. In: *IEEE Microwave and Guided Wave Letters* 10 (2000), Nr. 7, S. 264 – 266
- [44] HOSAKO, Iwao: Multilayer optical thin films for use at terahertz frequencies: method of fabrication. In: *Appl. Opt.* 44 (2005), Nr. 18, S. 3769 – 3773
- [45] KRÖLL, Josef ; DARMO, Juraj ; UNTERRAINER, Karl: Metallic wave-impedance matching layers for broadband terahertz optical systems. In: *Opt. Expr.* 15 (2007), Nr. 11, S. 6552–6560
- [46] WITHAYACHUMNANKUL, W. ; FISCHER, B. M. ; MICKAN, S. P. ; ABBOTT, D.: Retrofittable Antireflection Coatings for T-Rays. In: *Microwave and Optical Technology Letters* 49 (2007), Nr. 9, S. 2267–2270
- [47] GÜNZLER, H. ; HEISE, H. M.: *IR-Spektroskopie*. Wiley-VCH, 1996. – ISBN 3–52728–759–0
- [48] MITSUI CHEMICALS: Polymethylpentene (PMP) TPX<sup>®</sup>. 2008. – Produktbroschüre
- [49] SCHALL, Michael: *Phononenprozesse und Ladungsträgerdynamik in Halbleitern*, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau, Diss., 2001
- [50] FISCHER, B. M. ; WALTHER, M. ; JEPSEN, P. U.: Far-infrared vibrational modes of DNA components studied by terahertz time-domain spectroscopy. In: *Phys. Med. Biol.* 47 (2002), S. 3807–14
- [51] KAWASE, Kodo ; SHIKATA, Jun-ichi ; ITO, Hiromasa: Terahertz wave parametric source. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 35 (2002), S. R1–R14
- [52] GILES, R. H. ; GATESMAN, A. J. ; WALDMAN, J.: A study of the far-infrared optical properties of rexolite. In: *Int. J. Infrared Millimet. Waves* 11 (1990), Nr. 11, S. 1299–1302
- [53] GRISCHKOWSKY, D. ; KEIDING, Sören ; VAN EXTER, Matrin ; FATTINGER, Ch.: Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 7 (1990), Nr. 10, S. 2006–2015
- [54] THORLABS: Teflon Plano-Convex Lenses. – Produktbeschreibung
- [55] MICROTECHINSTRUMENTS, INC.: THz Lenses & Windows. – Produktbroschüre
- [56] WILD, Christoph: Diamond Optical Components. In: *Jahresbericht Fraunhofer IAF* (2004), S. 60–65
- [57] NEIL, George ; GUBELI, Joe ; SHINN, Michelle ; WALDMAN, David ; WILLIAMS, Gwyn P. *Conceptual Design Report for the THz Beamline at the Jefferson Lab Free Electron Laser*. URL [http://www.jlab.org/FEL/wkshp/THz/gwyn\\_THz\\_CDR\\_text.pdf](http://www.jlab.org/FEL/wkshp/THz/gwyn_THz_CDR_text.pdf). – Aktualisierungsdatum: 02.02.2005. – Jefferson Lab
- [58] DAI, Jianming ; ZHANG, Jiangquan ; ZHANG, Weili ; GRISCHKOWSKY, D.: Terahertz time-

- domain spectroscopy characterization of the far-infrared absorption and index of refraction of high-resistivity, float-zone silicon. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 21 (2004), Nr. 7, S. 1379–1386
- [59] KOWALSKY, W.: *Dielektrische Werkstoffe der Elektronik und Photonik*. 1. Aufl. Stuttgart : Teubner Studienbücher, 1994, S. 83–111. – ISBN 3–519–03215–5
- [60] BÄUMER, Stefan (Hrsg.): *Handbook of Plastic Optics*. 1. Aufl. 2005. – ISBN 3–527–40424–7
- [61] ZEON CORPORATIONS: Zeonex®. 2004. – Produktbroschüre
- [62] TICONA: Topas® - Thermoplastic Olefin Polymer of Amorphous Structure (COC). 2004. – Produktbroschüre
- [63] ZEMAX DEVELOPMENT CORPORATION. *ZEMAX Glaskatalog*
- [64] PROF. LEDERER, Falk: *Vorlesungsskript Theroetische Optik*. WS 2005/06
- [65] FENG, Simin ; WINFUL, Herbert G. ; HELLWARTH, R. W.: Spatiotemporal evolution of focused single-cycle electromagnetic pulses. In: *Phys. Rev. E* 59 (1999), Nr. 4, S. 4630–4649
- [66] HUNSCH, S. ; FENG, S. ; WINFUL, H. G. ; LEITENDORFER, A. ; NUSS, M. C. ; IPPEN, E. P.: Spatiotemporal focusing of single-cycle light pulses. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 16 (1999), Nr. 8, S. 2025–2028
- [67] FENG, Simin ; WINFUL, Herbert G. ; HELLWARTH, Robert W.: Gouy shift and temporal reshaping of focused single-cycle electromagnetic pulses. In: *Opt. Lett.* 23 (1998), Nr. 5, S. 385–387
- [68] YOU, D. ; BUCKSBAUM, P. H.: Propagation of half-cycle far infrared pulses. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 14 (1997), Nr. 7, S. 1651–1655
- [69] BROMAGE, Jake ; RADIC, Stojan ; AGRAWAL, G. P. ; STROUD JR., C. R. ; FAUCHET, P. M. ; SOBOLEWSKI, Roman: Spatiotemporal shaping of half-cycle terahertz pulses by diffraction through conductive apertures of finite thickness. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 15 (1998), Nr. 7, S. 1953–59
- [70] CHUNG, Young-Seek ; CHEON, Changyul ; SON, Joo-Hiuk ; HAHN, Song-Yop: FDTD Analysis of Propagation Characteristics of Tera-Hertz Electromagnetic Puls. In: *IEEE Trans. on Magnetics* 36 (1999), Nr. 4, S. 951–955
- [71] BUDIARTO, Edward ; PU, Nen-Wen ; JEONG ; SEONGTAE ; BOKOR, Jeffrey: Near-field propagation of terahertz pulses from a large-aperture antenna. In: *Opt. Lett.* 23 (1998), Nr. 3, S. 213–215
- [72] JACKSON, John D.: *Classical Electrodynamics*. 3. Aufl. John Wiley & Sons, 1998. – ISBN 0–4713–0932–X
- [73] ZEMAX DEVELOPMENT CORPORATION: *ZEMAX User's Manual*, 2009
- [74] GOODMAN, Joseph W.: *Introduction to Fourier Optics*. 2. Aufl. Singapore : McGraw-Hill, 1996. – ISBN 0–07–114257–6
- [75] WITHAYACHUMNANKUL, W. ; FERGUSON, B. ; RAINSFORD, T. ; MICKAN, S. P. ; ABBOTT, D.: Simple material parameter estimation via terahertz time-domain spectroscopy. In: *Electron. Lett.* 41 (2005), Nr. 14
- [76] DUVILLARET, Lionel ; GARET, Frederic ; COUTAZ, Jean-Louis: A Reliable Method for Extraction of Material Parameters in Terahertz Time-Domain Spectroscopy. In: *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* (1996), S. 739–746
- [77] DORNEY, Timothy D. ; BARANIUK, Richard G. ; MITTLEMAN, Daniel M.: Material parameter estimation with terahertz time-domain spectroscopy. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 18 (2001), Nr. 7, S. 1562–1571
- [78] PUPEZA, Ioachim ; WILK, Rafal ; KOCH, Martin: Highly accurate optical material parameter determination with THz time-domain spectroscopy. In: *Opt. Expr.* 15 (2007), Nr. 7, S. 4335–50
- [79] IBACH, Harald ; LÜTH, Hans: *Festkörperphysik - Einführung in die Grundlagen*. 6. Aufl. Berlin :

- Springer, 2002. – ISBN 3–54042–738–4
- [80] GRANN, Eric B. ; MOHARAM, M. G. ; POMMET, Drew A.: Optimal design for antireflective tapered two-dimensional subwavelength grating structures. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 12 (1995), Nr. 2, S. 333–339
  - [81] GRANN, Eric B. ; MOHARAM, M. G. ; POMMET, Drew A.: Artificial uniaxial and biaxial dielectrics with use of two-dimensional subwavelength binary gratings. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 11 (1994), Nr. 10, S. 2695–2703
  - [82] LALANNE, Philippe ; LEMERCIER-LALANNE, Dominique: Depth dependence of the effective properties of subwavelength gratings. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 14 (1997), Nr. 2, S. 450–458
  - [83] RYTOV, S.M.: Electromagnetic Properties of a Finely Stratified Medium. In: *Soviet Physics JETP* 2 (1956), Nr. 3, S. 466–475
  - [84] BISCHOFF, Jörg: *Beiträge zur theoretischen und experimentellen Untersuchung der Lichtbeugung an mikrostrukturierten Mehrschichtsystemen*, TU Ilmenau, Habilitationsschrift, 2000
  - [85] NEVIERE, Michel ; POPOV, Ebgeny: *Light Propagation in Periodic Media - Differential Theory and Design*. New York : Marcel Dekker, 2003 (Optical engineering). – ISBN 0–8247–0893–8
  - [86] LALANNE, Philippe ; LEMERCIER-LALANNE, Dominique: On the effective medium theory of subwavelength periodic structures. In: *Jour. Mod. Opt.* 43 (1996), Nr. 10, S. 2063–2085
  - [87] KIKUTA, Hisao ; OHIRA, Yasushi ; KUBO, Hayao ; IWATA, Koichi: Effective medium theory of two-dimensional subwavelength gratings in the non-quasi-static limit. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 15 (1998), Nr. 6, S. 1577–1585
  - [88] KINGSLAKE, Rudolf: *Optical System Design*. Academic Press, 1983, S. 253–261. – ISBN 0–12–408660–8
  - [89] KINGSLAKE, Rudolf: *Lens design fundamentals*. Academic Press, 1978, S. 321–322. – ISBN 0–12–408650–1
  - [90] ARGUIJO, Pedro ; STROJNIK SCHOLL, Marija ; PAEZ, Gonzalo: Diffraction patterns formed by an off-axis paraboloid surface. In: *Appl. Opt.* 40 (2001), Nr. 17, S. 2909–16
  - [91] ARGUIJO, Pedro ; STROJNIK SCHOLL, Marija: Exact ray-trace beam for an off-axis paraboloid surface. In: *Appl. Opt.* 42 (2003), Nr. 16, S. 3284–89
  - [92] MURPHY, J. A.: Distortion of a simple Gaussian beam on reflection from off-axis ellipsoidal mirrors. In: *Int. J. Infrared Millimet. Waves* 8 (1987), Nr. 9, S. 1165–1187
  - [93] GROSS, Herbert ; ZÜGGE, Hannfried ; PESCHKA, Martin ; BLECHINGER, Fritz: Aberration Theory and Correction of Optical Systems. In: GROSS, Herbert (Hrsg.): *Handbook of Optical Systems* Bd. 3. Wiley-VCH, 2006. – ISBN 978–3–527–40379–0, S. 182–185
  - [94] WYANT, James C. ; CREATH, Katherine: Basic Wavefront Aberration Theory for Optical Metrology. In: SHANNON, Robert R. (Hrsg.) ; WYANT, James C. (Hrsg.): *Applied Optics and Optical Engineering* Bd. XI. New York : Academic Press, 1992. – ISBN 0197–8535, S. 28–38
  - [95] BRÜCKNER, Claudia ; NOTNI, Gunther ; TÜNNERMANN, Andreas: Optimal arrangement of 90° off-axis parabolic mirrors in THz setups. In: *Optik - International Journal for Light and Electron Optics* 121 (2010), Nr. 1, S. 113–119. – ISSN 0030–4026
  - [96] LAWRENCE, George N.: Optical Modelling. In: SHANNON, Robert R. (Hrsg.) ; WYANT, James C. (Hrsg.): *Applied optics and optical engineering* Bd. XI. New York : Academic Press, 1992. – ISBN 0197–8535, S. 125–200
  - [97] FISCHER, Robert E. ; TADIC-GALEB, Biljana: *Optical system design*. New York : McGraw-Hill, 2000. – ISBN 0–0713–4916–2
  - [98] HILD, Rosemarie: Anwendung eines Siemenssterns als Kalibriernormal? In: *DGaO-Proceedings*, 2007

- [99] SPENCE, John C. H.: *Experimental high-resolution electron microscopy*. 2. Aufl. New York : Oxford Univ. Press, 1988. – ISBN 0–19505–405–9
- [100] PRADARUTTI, B. ; MÜLLER, R. ; MATTHÄUS, G. ; BRÜCKNER, C. ; RIEHEMANN, S. ; NOTNI, G. ; NOLTE, S. ; TÜNNERMANN, A.: Multichannel balanced electro-optic detection for Terahertz imaging. In: *Opt. Expr.* 15 (2007), Nr. 26, S. 17652–60
- [101] FITZGERALD, A. J. ; BERRY, E. ; ZINOVEV, N. N. ; WALKER, G. C. ; SMITH, M. A. ; CHAMBERLAIN, J. M.: An introduction to medical imaging with coherent terahertz frequency radiation. In: *Phys. Med. Biol.* 47 (2002), S. R67–R84
- [102] MATTHÄUS, G. ; SCHREIBER, T. ; LIMPET, J. ; NOLTE, S. ; TOROSYAN, G. ; BEIGANG, R. ; RIEHEMANN, S. ; NOTNI, G. ; TÜNNERMANN, A.: Surface-emitted THz generation using a compact ultrashort pulse fiber amplifier at 1060 nm. In: *Opt. Comm.* 261 (2006), Nr. 1, S. 114–117
- [103] PRADARUTTI, B. ; MATTHÄUS, G. ; BRÜCKNER, C. ; RIEHEMANN, S. ; NOTNI, G. ; NOLTE, S. ; TÜNNERMANN, A.: Electrooptical sampling of ultrashort THz pulses by fs-laser pulses at 1060 nm. In: *Appl. Phys. B* 85 (2006), Nr. 1, S. 59–62
- [104] SINGER, W. ; TOTZECK, M. ; GROSS, H.: Physical Image Formation. In: GROSS, Herbert (Hrsg.): *Handbook of Optical Systems* Bd. 2. WILEY-VCH Weinheim, 2005. – ISBN 3–527–40378–7, Kapitel 21 The Abbe Theory of Imaging, S. 239–282
- [105] MÜLLER, Ralf: *Aufbau und Charakterisierung eines Systems zur breitbandigen Mehrkanal-THz-Bildgebung*, Fachhochschule Jena, Masterarbeit, 2008
- [106] MILSTER, Tom D. *Transfer Function: Diffraction and Interferometry - OPTI 505 Lectures (Spring 2010)*. URL [http://www.optics.arizona.edu/Milster/505%20Lecture\\_old/class%20notes/chapter15/ctf\\_main.pdf](http://www.optics.arizona.edu/Milster/505%20Lecture_old/class%20notes/chapter15/ctf_main.pdf). – Aktualisierungsdatum: 03.09.2010. – University of Arizona
- [107] WELFORD, W. T.: *Aberrations of optical systems*. Bristol : Adam Hilger Ltd., 1986. – ISBN 0–85274–564–8
- [108] JUDD, Eddie ; SMITH, Robin. *Essential Skills for Optical Design*. Weiterbildungskurs. 2007
- [109] SMITH, Warren J.: *Modern Optical Engineering*. 4. Aufl. McGraw-Hill Professional, 2007. – ISBN 0–071–47687–3
- [110] BRÜCKNER, Claudia ; PRADARUTTI, Boris ; STENZEL, Olaf ; STEINKOPF, Ralf ; RIEHEMANN, Stefan ; NOTNI, Gunther ; TÜNNERMANN, Andreas: Broadband antireflective surface-relief structure for THz optics. In: *Opt. Expr.* 15 (2007), Nr. 3, S. 779–789
- [111] HULST, F. v. ; GEELLEN, P. ; GEBHARDT, A. ; STEINKOPF, R.: Diamantwerkzeuge für die Fertigung von mikrooptischen Bauelementen. In: *Industriediamantenrundschau* 39 (2005), Nr. 1, S. 32–38
- [112] BRÜCKNER, Claudia ; PRADARUTTI, Boris ; RIEHEMANN, Stefan ; STENZEL, Olaf ; STEINKOPF, Ralf ; GEBHARDT, Andreas ; NOTNI, Gunther ; TÜNNERMANN, Andreas: Moth-eye structures for reduction of Fresnel losses at THz components. In: JÄGER, Dieter (Hrsg.) ; STÖHR, Andreas (Hrsg.): *Proc. of SPIE* Bd. 6194, 2006, S. 61940N–1–11
- [113] CHEN, Y. W. ; HAN, P. Y. ; ZHANG, X.-C.: Tunable broadband antireflection structures for silicon at terahertz frequency. In: *Appl. Phys. Lett.* 94 (2009), S. 041106–1–3
- [114] NEMOTO, Shojiro: Nonparaxial Gaussian beams. In: *Appl. Opt.* 29 (1990), Nr. 13, S. 1940–1946
- [115] SIMON, R. ; SUDARSHAN, E. C. G. ; MUKUNDA, N.: Cross polarization in laser beams. In: *Appl. Opt.* 26 (1987), Nr. 9, S. 1589–1593
- [116] SOMMERFELD, Arnold: *Theoretische Physik, Bd. IV - Optik*. Thun : Verlag Harri Deutsch, 1989. – ISBN 3–87144–377–8
- [117] STÖSSEL, Wolfgang: *Fourieroptik*. Berlin : Springer, 1993. – ISBN 3–54053–287–0

# Eigene Veröffentlichungen

## Beiträge in referierten Fachzeitschriften:

- Brückner, C. ; Pradarutti, B. ; Stenzel, O. ; Steinkopf, R. ; Riehemann, S. ; Notni, G. ; Tünnermann, A.: Broadband antireflective surface-relief structure for THz optics. In: *Opt. Expr.* 15 (2007), S. 779–789
- Brückner, C. ; Notni, G. ; Tünnermann, A.: Optimal arrangement of 90° off-axis parabolic mirrors in THz setups. In: *Optik - International Journal for Light and Electron Optics* 121 (2010), Nr. 1, S. 113–119. – doi:10.1016/j.ijleo.2008.05.024
- Brückner, C. ; Pradarutti, B. ; Müller, R. ; Riehemann, S. ; Notni, G. ; Tünnermann, A.: Design and Evaluation of a THz Time Domain Imaging System using Standard Optical Design Software. In: *Appl. Opt.* 47 (2008), S. 4994–5006
- Brückner, C. ; Käsebier, T. ; Pradarutti, B. ; Riehemann, S. ; Notni, G. ; Tünnermann, A.: Broadband antireflective structures applied to high resistive float zone silicon in the THz spectral range: *Opt. Expr.* 17 (2009), S. 3063–3077

## Konferenz-Beiträge:

- Brückner, C. ; Riehemann, S. ; Palme, M. ; Notni, G. ; Tünnermann, A.: Two-Point Resolution of Optical Systems in THz Spectral Range. In: Fraunhofer IPM and VDI (Hrsg. Bd.): *International Forum on Terahertz Spectroscopy and Imaging*, 2006. – Poster
- Brückner, C. ; Pradarutti, B. ; Riehemann, S. ; Stenzel, O. ; Steinkopf, R. ; Gebhardt, A. ; Notni, G. ; Tünnermann, A.: Moth-eye structures for reduction of Fresnel losses at THz components. In: *Proc. of SPIE* Bd. 6194, 2006, S. 61940N-1–11. – Vortrag und Konferenzband-Beitrag
- Brückner, C. ; Riehemann, S. ; Notni, G. ; Tünnermann, A.: Aspekte zum Design von THz-Optik. In: *DGaO-Proceedings*, 2006. – Vortrag und Konferenzband-Beitrag
- Brückner, C. ; Riehemann, S. ; Notni, G. ; Tünnermann, A.: Optimized THz Systems for Imaging and Spectroscopic Applications. In: *Joint 31st International Conference on Infrared Millimeter Waves and 14th International Conference on Terahertz Electronics, IRMMW-THz 2006*, S. 36, 2006. – Vortrag und Konferenzband-Beitrag

## Eigene Veröffentlichungen

- Brückner, C. ; Pradarutti, B. ; Müller, R. ; Riehemann, S. ; Notni, G. ; Tünnermann, A.: Design and Test of a THz Time Domain Imaging System using Standard Optical Design Software. In: Fraunhofer IPM and VDI (Hrsg. Bd.): *International Forum on Terahertz Spectroscopy and Imaging*, 2008. – Poster
- Brückner, C. ; Pradarutti, B. ; Müller, R. ; Riehemann, S. ; Notni, G. ; Tünnermann, A.: Design und Bewertung eines THz Time Domain Imaging Systems. 109. DGaO-Tagung, 2008. – Vortrag
- Brückner, C. ; Pradarutti, B. ; Müller, R. ; Riehemann, S. ; Notni, G. ; Tünnermann, A.: Design and analysis of quasioptical THz time domain imaging systems. In: *Proc. of SPIE* Bd. 7100, 2008, S. 71000S-1–12 – Vortrag und Konferenzband-Beitrag
- Brückner, C. ; Käsebier, T. ; Pradarutti, B. ; Riehemann, S. ; Notni, G. ; Kley, E.-B. ; Tünnermann, A.: Broadband Antireflective Structures for the THz Spectral Range Fabricated on High Resistive Float Zone Silicon. In: *33rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, IRMMW-THz 2008*, 2008, S. 1–2. – Vortrag und Konferenzband-Beitrag
- Brückner, C. ; Pradarutti, B. ; Riehemann, S. ; Notni, G. ; Tünnermann, A.: Design of a THz optics for a 128 channel THz imaging system. In: *34rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, IRMMW-THz 2009*, 2009, S. 1–2. – Poster und Konferenzband-Beitrag

## Beitrag in wissenschaftlicher Fachzeitschrift

- Brückner, C.: Standard Optical Design Software optimizes THz Optics. In: *LaserFocus-World* 45 (2009), Nr. 5

## Buchbeitrag

- Riehemann, S. ; Pradarutti, B. ; Brückner, C. ; Notni, G.: Bildgebung mit gepulster THz-Strahlung - Optik, Systeme und Anwendungen. In: *Jahrbuch 2008 Optik und Feinmechanik*, Dr.-Ing. Wolf-Dieter Prenzel (Hrsg.) (Schiele&Schön, 2008), S. 11–27

## Co-Autorin bei referierten Artikeln und Konferenzbeiträgen

- Pradarutti, B. ; Matthäus, G. ; Brückner, C. ; Riehemann, S. ; Notni, G. ; Nolte, S. ; Tünnermann, A.: Electrooptical sampling of ultrashort THz pulses by fs-laser pulses at 1060 nm. In: *Appl. Phys. B* 85 (2006), S. 59–62

- Pradarutti, B. ; Matthäus, G. ; Brückner, C. ; Riehemann, S. ; Notni, G. ; Nolte, S. ; Cimalla, V. ; Lebedev, V. ; Ambacher, O. ; Tünnermann, A.: InN as THz emitter excited at 1060 nm and 800 nm. In: *Proc. of SPIE* Bd. 6194, 2006, S. 61940I
- Pradarutti, B. ; Müller, R. ; Matthäus, G. ; Brückner, C. ; Riehemann, S. ; Notni, G. ; Nolte, S. ; Tünnermann, A.: Multichannel balanced electro-optic detection for Terahertz imaging. In: *Opt. Expr.* 15 (2007), S. 17652–17660

## Patentanmeldung

- Brückner, C. ; Riehemann, S. ; Notni, G.: Verfahren zur Bearbeitung eines optischen Elements, zur Herstellung eines Prägewerkzeugs, Verwendung einer Bearbeitungsmaschine sowie optisches Element zur Verwendung im THz-Wellengebiet, DE102006011964A1, – eingereicht am 15.03.2006





# Häufig verwendete Abkürzungen und Formelzeichen

## Abkürzungen

|                        |   |
|------------------------|---|
| Absorptionskoeffizient | – Absorptionskoeffizient bezogen auf die Intensität                 |
| cw                     | – continuous wave   |
| CTF                    | – Coherent Transfer Function  |
| DLL                    | – Dynamic Link Library  |
| e                      | – außerordentliche Achse eines einachsigen doppelbrechenden Mediums |
| effektiver Index       | – kurz für effektiver Brechungsindex                                |
| EMT                    | – Effektiv-Medium-Theorie   |
| eos                    | – elektro-optisches Sampling  |
| ESF                    | – Edge Spread Function  |
| FIR                    | – ferne Infrarotstrahlung   |
| FFT                    | – Fast Fourier Transformation                                       |
| fs                     | – Femtosekunde  |
| FTIR                   | – Fourier-Transformations-Infrarot-Spektroskopie                    |
| FWHM                   | – Full Width at Half Maximum – Halbwertsbreite                      |
| HDPE                   | – High Density Polyethylene   |
| HRFZ                   | – High Resistive Float Zone – hochohmiges Fließzonen-Silizium       |
| IMA                    | – Bildebene   |

### *Häufig verwendete Abkürzungen und Formelzeichen*

|         |   |
|---------|---|
| ITO     | – Indiumzinnoxid  |
| IR      | – Infrarot  |
| LP      | – Linienpaar  |
| LSF     | – Line Spread Function  |
| lt-GaAs | – low temperature grown GaAs  |
| MTF     | – Modulation Transfer Function  |
| NIR     | – nahe Infrarotstrahlung  |
| o       | – ordentliche Achse eines einachsigen doppelbrechenden Mediums                    |
| OBJ     | – Objektebene   |
| OAPM    | – Off-axis-parabolic mirror – Parabolspiegel außeraxialer Apertur                 |
| PMMA    | – Polymethylmethacrylat, auch Plexiglas <sup>®</sup> genannt                      |
| POP     | – Physical Optics Propagation   |
| PSF     | – Point Spread Function   |
| RCWA    | – Rigorous Coupled Wave Analysis  |
| SEM     | – Scanning Electron Microscopy  |
| Si      | – Silizium  |
| S       | – sagittal  |
| T       | – tangential  |
| TE      | – transversal elektrisch – Schwingungsrichtung des elektrischen Feldstärkevektors |
| TEM     | – transversal elektromagnetisch   |
| THz     | – Terahertz   |
| TM      | – transversal magnetisch – Schwingungsrichtung des magnetischen Feldstärkevektors |
| UP      | – Ultrapräzision  |

|       |  |
|-------|--|
| UV    | – ultravioletter Spektralbereich       |
| VIS   | – visueller Spektralbereich            |
| ZnTe  | – Zinktellurid                         |
| ZEMAX | – Bezeichnung des Optikdesignprogramms |

## Formelzeichen

|                                     |   |
|-------------------------------------|---|
| $\alpha$                            | – Absorptionskoeffizient bezogen auf die Intensität |
| $\alpha, \beta, \gamma$             | – Ortsfrequenzen                                    |
| $\beta'$                            | – Abbildungsmaßstab                                 |
| $c$                                 | – Lichtgeschwindigkeit im Vakuum                    |
| $c_M$                               | – Lichtgeschwindigkeit im Medium                    |
| $d$                                 | – Schichttiefe bzw. Strukturtiefe                   |
| $\mathbf{E}$                        | – elektrischer Feldstärkevektor im Zeitbereich      |
| $\bar{\mathbf{E}}$                  | – elektrischer Feldstärkevektor im Frequenzbereich  |
| $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)$ | – Einhüllende der sich ausbreitenden Pulsform       |
| $E_0$                               | – elektrische Feldamplitude                         |
| $\exp$                              | – Exponentialfunktion zur Basis $e$                 |
| $\mathcal{F}$                       | – Fouriertransformierte                             |
| $f_x, f_y$                          | – Ortsfrequenzen                                    |
| $H$                                 | – Transferfunktion                                  |
| $i$                                 | – imaginäre Einheit                                 |
| $\mathbf{k}$                        | – Wellenzahlvektor                                  |
| $\lambda$                           | – Wellenlänge im Vakuum                             |
| $\lambda_M$                         | – Wellenlänge im Medium                             |
| $\lambda_P$                         | – Peakwellenlänge                                   |
| $n$                                 | – Brechungsindex                                    |

### *Häufig verwendete Abkürzungen und Formelzeichen*

|              |   |
|--------------|---|
| $n_1$        | – Brechungsindex des Einfallsmediums                    |
| $n_2$        | – Brechungsindex des Substratmediums                    |
| $NA$         | – numerische Apertur                                    |
| $r$          | – Reflexionskoeffizient                                 |
| $\mathbf{r}$ | – Ortsvektor  |
| $\theta$     | – Einfalls- oder Austrittswinkel                        |
| $\theta_0$   | – Divergenzwinkel eines Gaußstrahls                     |
| $t$          | – Zeit  |
| $t$          | – Transmissionskoeffizient                              |
| $\tau$       | – lokalisierte Zeit                                     |
| $T$          | – radial skalierte lokalisierte Zeit                    |
| $u$          | – skalare Größe der elektrischen Feldstärke im Ortsraum |
| $U$          | – skalare Größe der elektrischen Feldstärke im k-Raum   |
| $v_g$        | – Gruppengeschwindigkeit                                |
| $w$          | – Strahlradius  |
| $w_0$        | – Radius der gaußschen Strahltaile                      |
| $\omega$     | – Kreisfrequenz   |
| $x, y, z$    | – Ortskoordinaten                                       |
| $z_0$        | – Rayleighlänge   |

Teile dieser Arbeit wurden aus Prioritätsgründen vorab veröffentlicht.



# Abbildungsverzeichnis

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 2.1 | Prinzip: Spektroskopie und Bildgebung mittels ultrakurzer THz-Pulse. . . . .   | 3  |
| 2.2 | (a) Photoleitende THz-Antenne zur Erzeugung und Detektion [13]. (b) Photoleitende Antenne auf Halbleiterkristall mit kollimierender Siliziumsubstratlinse. (c) Strahlungsmuster (Intensität) der s- und p-Polarisation eines Dipols parallel zur Oberfläche im Halbleiter nach [14]. . . . .       | 5  |
| 2.3 | (a) Oberflächenemitter nach [11] und [25]. (b) Divergenz der THz-Strahlung bei schrägem Einfall der Laserstrahlung auf einen Oberflächenemitter. . . . .   | 7  |
| 2.4 | Teilaufgaben bei der Optimierung von THz-Optiken. . . . .  | 12 |
| 2.5 | Zeitliches Profil (a) und Spektrum (b) eines fs-Laserpulses mit Zentralwellenlänge 800 nm, Pulsdauer 100 fs (FWHM) und spektraler Breite 9,4 nm (FWHM). . . . .  | 17 |
| 2.6 | Analytische Beschreibung eines THz-Pulses nach [65]: (a) Realteil der zeitlichen Funktion $E_y$ , (b) Imaginärteil der Funktion $E_y$ , (c) Spektrum der zeitlichen Funktion $E_y$ (Berechnungsparameter: $\lambda_p = 314 \mu\text{m}$ , $z_0 = 50 \mu\text{m}$ , $z = 0$ , $\rho = 0$ ). . . . . | 18 |
| 2.7 | Binäres Rechteckgitter (a) mit Draufsicht (c). Binäres hexagonales Gitter (b) mit Draufsicht (d). Zeichenerläuterungen siehe Text. . . . .   | 22 |
| 3.1 | Abbildungseigenschaften eines Off-axis-Paraboloiden: (a) Strahlengang, (b) und (c) Spotdiagramm bzw. optische Weglängendifferenz bei jeweils 750 $\mu\text{m}$ Wellenlänge und (d) Gitterverzeichnung (Feld: $8 \times 8 \text{ mm}^2$ ). . . . .  | 27 |
| 3.2 | Wellenfronten in der Austrittspupille des Systems OAPM–ideale Linse bei jeweils 750 $\mu\text{m}$ Wellenlänge für die Feldpunkte (a) bis (d): $(-4 \text{ mm}, 0)$ ; $(4 \text{ mm}, 0)$ ; $(0, -4 \text{ mm})$ und $(0, 4 \text{ mm})$ . . . . .  | 28 |
| 3.3 | Abbildungseigenschaften zweier OAPMs mit gemeinsamer Achse der Grundparaboloide. (Diagramme und Parameter wie in Abb. 3.1) . . . . .   | 30 |
| 3.4 | Abbildungseigenschaften zweier um $90^\circ$ verdrehter OAPMs. (Diagramme und Parameter wie in Abb. 3.1) . . . . .   | 31 |
| 3.5 | Abbildungseigenschaften zweier um $180^\circ$ verdrehter OAPMs. (Diagramme und Parameter wie in Abb. 3.1) . . . . .  | 32 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 3.6  | Strahlengang der Teflon-Kataloglinse (a) und der korrigierten Linse (b). Der Durchmesser beträgt in beiden Fällen 50 mm. Spotdiagramm für den Achspunkt bei 300 $\mu\text{m}$ Wellenlänge der Kataloglinse (c) und der korrigierten Linse (d). Abbildung eines Sinusamplitudengitters der Ortsfrequenz 0,45 LP/mm mit der Thorlabs-Linse (e) und der korrigierten Linse (f) berechnet mittels POP-Tools für 300 $\mu\text{m}$ Wellenlänge. . . . . | 35 |
| 3.7  | Talbot-Effekt bei einer Ortsfrequenz von 0,45 LP/mm für die Wellenlängen 150 $\mu\text{m}$ (a) und 300 $\mu\text{m}$ (b). Der Abstand von der gaußschen Bildebene beträgt 16,46 mm. . . . .  | 36 |
| 3.8  | Brechungsindex und Absorptionskoeffizient von Zeonex E48R bestimmt mit zwei verschiedenen THz-Systemen: (a) eos-System, (b) Detektion mittels photoleitender Antennen für zwei Drehwinkel der Proben um die optische Achse. . . . .  | 37 |
| 3.9  | FTIR-Spektren der Kunststoffe Zeonex E48R, Zeonex 480R und Tsurupica. (a) Reflexionsmessung; (b) Transmissionsmessung - hier wurde zusätzlich die Kurve von Zeonex 480 eingezeichnet; (c), (d) FTIR-Transmissionsspektren weiterer Cyclo-Olefin-Polymere. Die Kurve von Tsurupica ist zum Vergleich in jede Grafik eingezeichnet und bezieht sich immer auf dieselbe Messung. . . . .  | 40 |
| 3.10 | Brechungsindex und Absorptionskoeffizient von (a) Zeonex 480R und (b) Tsurupica. Die dicken Linien zeigen den Mittelwert von drei Messungen. Die dünnen Linien zeigen die Standardabweichung, die nur die statistischen Messabweichungen des THz-Systems widerspiegelt. . . . .  | 42 |
| 3.11 | Spektrum des THz-Pulses mit Peak- und Schwerpunktfrequenz. . . . .   | 45 |
| 3.12 | Gesamtsystem der 8-Kanal-THz-Optik. . . . .  | 46 |
| 3.13 | Beleuchtungsoptik (a) und Spotdiagramm in der Objektebene (b) für 750 $\mu\text{m}$ Wellenlänge bei $NA = 0,3$ und einer gaußschen Apodisierung von 2. . . . .   | 47 |
| 3.14 | Gaußsches Strahlprofil im Fokus der Beleuchtungsoptik berechnet mittels Skew-gaussian-beam-analysis-Tool in ZEMAX. . . . .   | 48 |
| 3.15 | Abbildungsoptik (a) und Spotdiagramm in der Bildebene (b) für 838 $\mu\text{m}$ Wellenlänge bei $NA = 0,4$ . . . . .   | 49 |
| 3.16 | Modellierung von Linienbildfunktion (a) und Kantenbildfunktion (b) jeweils für den Feldpunkt (0; 0,396 mm) der THz-Abbildungsoptik in ZEMAX. . . . .   | 50 |
| 3.17 | Modellierung der MTF in ZEMAX. (a) FFT-MTF im Bildraum für den Feldpunkt (0; 0,396 mm) für ausgewählte Wellenlängen und polychromatisch. (b) Polychromatische MTF für den äußersten Feldpunkt (0; - 2,775 mm). . . . .   | 51 |
| 3.18 | Auflösungstests mit Linien verschiedener Breite. . . . .   | 51 |
| 3.19 | Auflösung einzelner Drähte. (a) Zeitliche Auswertung des Pulsmaximums für verschiedene Orientierungen des Auflösungstests. (b) Vergleich des zeitlichen Signals mit den spektralen Funktionen. . . . .   | 52 |



|      |  |    |
|------|--|----|
| 3.20 | Auflösung einzelner Spalte. (a) Zeitliche Auswertung des Pulsmaximums für verschiedene Orientierungen des Auflösungstests. (b) Vergleich des zeitlichen Signals mit den spektralen Funktionen. . . . .   | 53 |
| 3.21 | Liniengitter mit einer Ortsfrequenz von 1 LP/mm. . . . .   | 56 |
| 3.22 | Test des Auflösungsvermögens der THz-Optik mit Liniengittern verschiedener Ortsfrequenz für einen Feldpunkt nahe der optischen Achse (Pixel 4): Auflösung bei zeitlicher Auswertung des Pulsmaximums (a); spektrale Auflösungen bei der kleinsten Wellenlänge 297 $\mu\text{m}$ (b), der Schwerpunktwellenlänge 658 $\mu\text{m}$ (c), der Peakwellenlänge 838 $\mu\text{m}$ (d) und der größten Wellenlänge 3072 $\mu\text{m}$ (e). . . . . | 57 |
| 3.23 | Vergleich der Auflösung von Liniengittern für Pixel 8: (a) zeitliche Auswertung des Pulsmaximums, (b) bei der kleinsten Wellenlänge 297 $\mu\text{m}$ . . . . .  | 59 |
| 3.24 | Abbildung eines Siemenssterns (Durchmesser 50 mm) mittels 8-Kanal-THz-Detektionssystems. Auswertung des Pulsmaximums im Zeitbereich. . . . .   | 60 |
| 3.25 | (a) THz-Optik für die Abbildung eines großen Feldes mit zwei symmetrischen Zeonex 480R-Linsen ( $n = 1,52$ ) mit dazugehörigem Spotdiagramm für 500 $\mu\text{m}$ Wellenlänge (b). . . . .   | 62 |
| 3.26 | Nah- und Fernfeld des kollimierenden Linsendesigns [(a) bzw. (b)] und des aplanatischen Linsendesigns [(c) bzw. (d)]. . . . .  | 63 |
| 3.27 | Beleuchtungsoptik des 128-Kanalsystems mit Ansicht in der y-z-Ebene (a), der x-z-Ebene (b), Spotdiagramm in der Bildebene für 600 $\mu\text{m}$ Wellenlänge (c) und Bildfeldwölbung und Verzeichnung (d). . . . .  | 64 |
| 3.28 | Abbildungsoptik des 128-Kanalsystems mit Ansicht der y-z-Ebene (a), der x-z-Ebene (b), Spotdiagramm in der Bildebene für 600 $\mu\text{m}$ Wellenlänge (c) und Bildfeldwölbung in tangentialer (T) und sagittaler (S) Richtung und Verzeichnung (d) sowie MTF für den Achspunkt (e) und MTF für den äußersten Feldpunkt (f) jeweils bei 600 $\mu\text{m}$ Wellenlänge in T- und S-Richtung. . . . .  | 65 |
| 3.29 | Hochauflösende THz-Optik mit Siliziumlinsen zur Abbildung großer Felder mit Ansicht der y-z-Ebene (a), der x-z-Ebene (b), Spotdiagramm in der Bildebene für 100 $\mu\text{m}$ Wellenlänge (c) und Bildfeldwölbung in T- und S- Richtung und Verzeichnung (d) sowie MTF für den Achspunkt (e) und MTF für den äußersten Feldpunkt (f) jeweils bei 100 $\mu\text{m}$ Wellenlänge in T- und S- Richtung. . . . .                                | 67 |
| 3.30 | Plankonvexe Siliziumlinse mit Krümmungsradius 242,27 mm. . . . .   | 68 |
| 4.1  | Reflektivität der Intensität in Abhängigkeit von der normierten Tiefe $d/\lambda$ für ein Aspektverhältnis $d/\Lambda = 2:1$ (a) mit dazugehörigen Strukturparametern (b). . . . .   | 69 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 4.2  | Reflektivität (a) und Transmissivität (b) der Intensität für die TE- und TM-Polarisation eines eindimensionalen Gitters mit dreieckigem Querschnitt der Gitterperiode $200\text{ }\mu\text{m}$ und -tiefe $400\text{ }\mu\text{m}$ bei senkrechtem Einfall bestimmt mittels RCWA. Die Abbildungen zeigen die direkte Reflexion bzw. Transmission und die reflektierte bzw. transmittierte $\pm 1$ . Beugungsordnung. . . . .   | 70 |
| 4.3  | Werkzeug für die UP-Bearbeitung mit $28^\circ$ Öffnungswinkel. Die Werkzeugspitze war nach Bearbeitung zweier Proben (beidseitig strukturiert) verschlissen. . .   | 72 |
| 4.4  | Mikroskopaufnahmen der Antireflexstrukturen in Zeonex E48R hergestellt durch Off-axis-UP-Drehen, Einstechverfahren. (a) Querschnitt 1D-Struktur, (b) Spitzen der 1D-Struktur, (c) Täler der 1D-Struktur; (d) Draufsicht 2D-Struktur, (e) Spitzen der 2D-Struktur, (f) Täler der 2D-Struktur. . . . .   | 72 |
| 4.5  | (a) THz-Strahlengang des THz-Zeitbereichsspektrometers. (b) Polarisation der THz-Strahlung in der Probenebene für Eingangspolarisation in x-Richtung (Simulation mit ZEMAX). . . . .   | 74 |
| 4.6  | Messung der spektralen Entspiegelungswirkung der linearen Antireflexstruktur in Zeonex E48R. (a) TE-Polarisation und (b) TM-Polarisation. . . . .  | 75 |
| 4.7  | Messung der spektralen Entspiegelungswirkung eines Kreuzgitters in Zeonex E48R. (a) $0^\circ$ -Orientierung und (b) $90^\circ$ -Orientierung. . . . .  | 75 |
| 4.8  | Messung der spektralen Wirkung konzentrisch angeordneter Rillen. . . . .   | 76 |
| 4.9  | Reflektivität in Abhängigkeit vom Brechungsindex bestimmt mittels Dünnschicht-Matrixformalismus (a) und in Abhängigkeit vom Füllfaktor für ein Rechteckgitter im quasistatischen Limit bestimmt mittels RCWA (b). In beiden Fällen betrugen die Wellenlänge $375\text{ }\mu\text{m}$ , die Schichtdicke bzw. Strukturtiefe $50,694\text{ }\mu\text{m}$ und der Substratindex 3,42. Für (a) betrug der Brechungsindex der Schicht 1,85. Für (b) betrug die Gitterperiode $\Lambda_x = \Lambda_y = 0,375\text{ }\mu\text{m}$ . . . . .   | 77 |
| 4.10 | (a) Abhängigkeit des effektiven Brechungsindex vom Füllfaktor für Quader im Rechteckgitter bei verschiedenen normierten Gitterperioden. Für das Verhältnis $\Lambda/\lambda = 0,001$ ist das Gitter im quasistatischen Limit und für $\Lambda/\lambda = 0,2$ ist die 0.-Beugungsordnungsbedingung gerade erfüllt. (b) Abhängigkeit des effektiven Index vom Füllfaktor für verschiedene Gittertypen. Die Kurven für die 2D-Gitter und die 0.-Ordnung-EMT-Kurven für das 1D-Gitter sind gültig im quasistatischen Limit ( $\Lambda/\lambda = 0,001$ ). Die 2.-Ordnung-EMT-Kurven für das 1D-Gitter sind berechnet für $\Lambda/\lambda = 0,2$ . . . . . | 79 |
| 4.11 | (a) Reflektivität in Abhängigkeit von der normierten Gittertiefe $d/\lambda$ für verschiedene Gittertypen berechnet mittels EMT im quasistatischen Limit ( $\Lambda/\lambda = 0,001$ ). (b) Reflektivität in Abhängigkeit von der Frequenz für den Gittertyp Pyramiden im Rechteckgitter für verschiedene Schichtanzahlen. Die Bandbreite der Entspiegelung nimmt mit sinkender Schichtanzahl ab. . . . .  | 80 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 4.12 | Vergleich der Transmission an einer Oberfläche mit einer binären Subwellenlängenstruktur und einer homogenen Schicht. Der Brechungsindex der homogenen Schicht ist jeweils angegeben. Für alle Berechnungen betrugen $\Lambda = 50 \mu\text{m}$ und $d = 500 \mu\text{m}$ . Die Gittertypen waren (a) ein Rechteckgitter mit $f = 0,79$ , (b) ein hexagonales Gitter mit $f = 0,84$ und (c) ein hexagonales Gitter mit $f = 0,7361$ . Die gestrichelte vertikale Linie ist die 0.-Beugungsordnungsgrenze. . . . . | 81 |
| 4.13 | Prozessschritte zur Herstellung der strukturierten Siliziumwafer. . . . .   | 82 |
| 4.14 | SEM-Bild einer Rechteckstruktur (Probe 2887). (a) Querschnitt. Die Tiefe der Struktur beträgt $462,5 \mu\text{m}$ , die Periode $52,7 \mu\text{m}$ und die Breite der Pfeiler im oberen Bereich der Struktur $36,8 \mu\text{m}$ (Füllfaktor 0,7). (b) Ein größerer Ausschnitt des strukturierten Bereichs unter einem Kippwinkel von $15^\circ$ . . . .   | 83 |
| 4.15 | SEM-Bilder vom Probenrand der hexagonalen Struktur (Probe 2935). (a) Querschnitt. Die Tiefe der Struktur beträgt $500 \mu\text{m}$ , die Periode $50 \mu\text{m}$ und der Durchmesser der Pfeiler im oberen Bereich $37,5 \mu\text{m}$ (Füllfaktor 0,75). Die Cr-Ätzmaske wurde vollständig entfernt. (b) Ein größerer Ausschnitt des strukturierten Bereichs unter einem Kippwinkel von $15^\circ$ . . . . .   | 83 |
| 4.16 | Schema des Messaufbaus zur Bestimmung von Transmission und Reflexion der Siliziumwafer. Für die Transmissionsmessungen wurde die Probe in den kollimierten Strahl zwischen das zweite Paar von Off-axis-Parabolspiegeln platziert (Position 1). Für die Reflexionsmessungen wurden die Proben im Fokus des THz-Strahls platziert (Position 2). Als Strahlteiler diente ein hochohmiger Siliziumwafer (Dicke $7 \text{ mm}$ ). . . . .   | 85 |
| 4.17 | (a) Gemessene THz-Pulse bei Transmission durch die unstrukturierte Probe und die Probe mit dem Rechteckgitter. Die eingefügte Skizze zeigt die theoretischen Verzögerungszeiten und die Transmissionskoeffizienten der einzelnen Pulse für einen effektiven Index von 1,85 und eine Tiefe von $500 \mu\text{m}$ des strukturierten Bereichs. (b) Verhältnis der spektralen transmittierten elektrischen Feldamplituden von strukturierter zu unstrukturierter Probe. . . . .                                      | 86 |
| 4.18 | (a) Gemessene THz-Pulse bei Transmission durch die unstrukturierte Probe und die Probe mit dem hexagonalen Gitter. (b) Verhältnis der spektralen transmittierten elektrischen Feldamplituden von strukturierter zu unstrukturierter Probe. . . . .  | 87 |

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 4.19 | (a) Simulation mittels EMT des Verhältnisses der transmittierten spektralen elektrischen Feldamplitude von strukturierter und unstrukturierter Probe. Die eingefügte Grafik zeigt den angenommenen Brechungsindexverlauf. (b) Simulation der Intensitätsreflexion mittels EMT für eine Struktur von Kegelstümpfen im hexagonalen Gitter mit einem Füllfaktorverlauf von 0,3 an der Spitze bis 1,0 am Grund (siehe eingefügte Grafik). Dies entspricht einem kontinuierlichen Brechungsindexverlauf von 1,1 auf 2,9. Es zeigt sich eine Restreflexion von 1%. Die gestrichelte vertikale Linie zeigt das 0.-Beugungsordnungslimit für senkrechten Einfall für eine Gitterperiode von 50 $\mu\text{m}$ . Für die Tiefe wurde 500 $\mu\text{m}$ angenommen. . . . . | 88  |
| 4.20 | (a) Gemessene THz-Pulse bei Reflexion an der unstrukturierten Probe und der Probe mit der hexagonalen Struktur. Die eingefügte Skizze zeigt die Reflexionskoeffizienten und Verzögerungen der einzelnen Pulse für einen effektiven Schichtindex von 1,85 und eine Tiefe von 500 $\mu\text{m}$ . Die Werte sind für senkrechten Einfall angegeben. Für eine bessere Anschaulichkeit wurde hier der schräge Einfall dargestellt. (b) Verhältnis der spektralen reflektierten elektrischen Feldamplituden von strukturierter zu unstrukturierter Probe. . . . .   | 89  |
| 4.21 | Intensitätsreflexion und -transmission der hexagonalen Struktur berechnet anhand der Messdaten. . . . .  | 90  |
| D.1  | (a) Beleuchtung eines Schirms mit einer Punktquelle. Bezeichnungen für das Kirchhoffsche Beugungsintegral. (b) Bezeichnungen für das Fresnel-Integral.   | 130 |
| D.2  | Komponenten des Wellenzahlvektors $\mathbf{k}$ . . . . .   | 132 |

# Tabellenverzeichnis

|      |  |    |
|------|--|----|
| 2.1  | Materialien für THz-Optiken . . . . .  | 15 |
| 3.1  | Zernikekoeffizienten Z5 und Z6 für einen einzelnen OAPM . . . . .  | 29 |
| 3.2  | Zernikekoeffizienten Z5 und Z6 zweier OAPMs mit gemeinsamer Achse ihrer Grundparaboloide . . . . .   | 29 |
| 3.3  | Zernikekoeffizienten Z5 und Z6 zweier OAPMs, die um 90° um ihre gemeinsame optische Achse verdreht sind. . . . .                                 | 30 |
| 3.4  | Zernikekoeffizienten Z5 und Z6 zweier OAPMs, die um 180° um ihre gemeinsame optische Achse verdreht sind. . . . .                                | 32 |
| 3.5  | Kenndaten der Thorlabs-Linse. . . . .  | 33 |
| 3.6  | Berechnungsparameter zur Bestimmung des Auflösungsvermögens. . . . .   | 34 |
| 3.7  | Zweipunktauflösungen nach verschiedenen Kriterien für eine ideale Linse. . .   | 34 |
| 3.8  | Brechungsindexbestimmung von Zeonex E48R . . . . .   | 38 |
| 3.9  | Brechungsindexbestimmung von Zeonex 480R und Tsurupica . . . . .   | 41 |
| 3.10 | Frequenzabhängiger Divergenzwinkel für eine gaußsche Strahltaile von 1,5 mm. .   | 47 |
| 3.11 | Auswertung Drähte, horizontaler Scan: Vergleich der gemessenen und simulierten Linienbreiten bei 50% und 13,5% des Intensitätsmaximums . . . . . | 55 |
| 3.12 | Auswertung Spalte, horizontaler Scan: Vergleich der gemessenen und simulierten Linienbreiten bei 50% und 13,5% des Intensitätsmaximums . . . . . | 55 |
| 3.13 | Vergleich von gemessener Grenzauflösung und der mittels ZEMAX bestimmten   | 58 |



# Danksagung

Ich bedanke mich von Herzen bei Herrn Prof. Dr. Andreas Tünnermann für die Möglichkeit, die Arbeit am Fraunhofer IOF anzufertigen, für die Übernahme der Betreuung der Arbeit, für die vielen Anregungen und Hinweise sowie die motivierende Unterstützung.

Weiterhin bedanke ich mich herzlich bei Herrn Dr. Gunther Notni für die Lenkung der Arbeit, für die vielen Hinweise und dafür, dass ich dieses Thema bearbeiten durfte.

Vielen herzlichen Dank an Herrn Dr. Stefan Riehemann für die vielen fachlichen und persönlichen Ratschläge.

Herrn Dr. Boris Pradarutti gilt mein besonderer Dank für die geduldigen Erklärungen zur THz-Technologie, für die Anleitung zum Umgang mit dem THz-System und die Hilfe bei den THz-Messungen.

Bei Herrn Uwe Lippmann und Herrn Dr. Martin Palme bedanke ich mich für die vielen fachlichen Diskussionen zum Optikdesign.

Mein Dank gilt auch Herrn Ralf Müller für die Messungen am realisierten THz-Mehrkanaldetektionssystem und Frau Anika Brahm für ihre Hilfe zur Einstellung der Parameter bei der Durchführung der spektroskopischen THz-Messungen.

Bei Herrn Dr. Olaf Stenzel bedanke ich mich für die vielen Erklärungen und fachlichen Diskussionen zu Entspiegelungen sowie die Einweisung in die Berechnungen mit dem Programm UNIGIT.

Bei Herrn Thomas Käsebier bedanke ich mich für die angenehme Zusammenarbeit und seine Erläuterungen zum Ätzprozess und die große Hilfsbereitschaft bei der Herstellung der Siliziumstrukturen.

Herrn Dr. Ernst-Bernhard Kley danke ich für die anregenden Fragestellungen und Diskussionen bezüglich der Antireflexstrukturen in Silizium.

Den Herren Ralf Steinkopf und Andreas Kolbmüller danke ich für die konstruktive und angenehme Zusammenarbeit bei der Herstellung der ultrapräzisionsgedrehten Antireflexstrukturen.

Bei Frau Dr. Ulrike Schulz bedanke ich mich für die fachlichen Diskussionen zu Kunststoffen und die Hilfe bei den FTIR-Messungen. Hierfür bedanke ich mich ebenfalls bei Herrn Dr. Robert Leitel.

Herrn Dr. Carsten Rockstuhl danke ich für die Diskussionen zur THz-Pulsausbreitung und zu Beugungseffekten.

Ich bedanke mich bei den Mitarbeitern der Werkstatt des Fraunhofer IOF die immer eine schnellstmögliche Umsetzung der geplanten Komponenten ermöglichten sowie bei den

Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der Feinoptikwerkstatt des Fraunhofer IOF für die angenehme Zusammenarbeit bei der Herstellung und Vermessung der Proben.

Frau Dr. Angela Duparré danke ich für die Rat gebenden und motivierenden Gespräche von Frau zu Frau.

Ein Dankeschön an die gesamte Abteilung A2 des Fraunhofer IOF für die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Hiermit bedanke ich mich auch für die vielen Weiterbildungsmöglichkeiten, an denen ich im Rahmen meiner Tätigkeit am Fraunhofer IOF teilnehmen durfte, die mir sowohl eine fachliche als auch persönliche Weiterentwicklung ermöglicht haben.

Ein liebes Dankeschön sage ich Dietmar Link für seine emotionale Unterstützung, seine Geduld und konstruktiven Lösungsvorschläge sowie für das sorgfältige Korrekturlesen der Arbeit.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mich immer unterstützt haben, und der moralischen Aufbauarbeit, die sie geleistet haben.

Weiterhin bedanke ich mich besonders bei Prof. Dr. Jens Haueisen für das Vertrauen und die Freiheiten, die er mir einräumt hat, damit ich diese Arbeit fertigstellen konnte.



# Anhang



# A Gültigkeit des paraxialen Limits

Da der Gaußstrahl als erste Näherung für die Charakterisierung der THz-Strahlung insbesondere bei Oberflächenemittern verwendet werden kann, wird im Folgenden seine Anwendbarkeit betrachtet. Der Gaußstrahl ist eine Lösung der paraxialen Wellengleichung. Die Divergenz der Strahlung darf daher nicht zu groß sein. Untersuchungen zur Gültigkeit des paraxialen Limits wurden in [114] durchgeführt. Dort wird das Verhältnis von Strahltaile zu Wellenlänge in 4 Bereiche eingeteilt:

1.  $w_0/\lambda \geq 0,9$  (Divergenzwinkel:  $\theta_0 \leq 19,48^\circ$ ): Ein Strahl, dessen Strahltaile diese Bedingung erfüllt, kann sicher als Gaußstrahl beschrieben werden.
2.  $0,45 \leq w_0/\lambda \leq 0,9$  ( $19,48^\circ \leq \theta_0 \leq 35,27^\circ$ ): Das paraxiale Feld weicht merklich vom exaktem Feld ab. Eine Korrektur erster Ordnung, ebenfalls vorgestellt in [114], kann durchgeführt werden.
3.  $0,225 \leq w_0/\lambda \leq 0,45$  ( $35,27^\circ \leq \theta_0 \leq 54,75^\circ$ ): Das paraxiale Feld weicht erheblich vom exaktem Feld ab. Die Korrektur erster Ordnung ist teilweise effektiv.
4.  $w_0/\lambda \leq 0,225$  ( $\theta_0 \geq 54,75^\circ$ ): Die paraxiale Näherung kann nicht mehr verwendet werden. Der Gaußstrahl verliert seine Existenz.

Ein weiterer Aspekt ist, dass bei Fokussierungen auf Spotgrößen in der Größenordnung der Wellenlänge, die vektorielle Natur des Strahls mit beachtet werden muss. Ein linear polarisierter Strahl bekommt einen Anteil der Polarisierung in die entgegengesetzte laterale Richtung (Kreuzpolarisation) und in axiale Richtung [115]. Die Anteile in Abhängigkeit von der Strahltaile wurden darin angegeben zu:

$$I_x(z) = 1 + 1/4(kw_0)^{-4}, \quad I_y(z) = 1/4(kw_0)^{-4}, \quad I_z(z) = (kw_0)^{-2}$$

Für den 1. Fall mit einer Strahltaile von  $w_0/\lambda = 0,9$  ergeben sich die drei Anteile zu:

$$I_x = 1,0002; \quad I_y = 0,0002; \quad I_z = 0,0313$$

Für den 4. Fall mit einer Strahltaile von  $w_0/\lambda = 0,225$  ergeben sich die drei Anteile zu:

$$I_x = 1,0626; \quad I_y = 0,0626; \quad I_z = 0,5004$$



## B Slowly varying envelope approximation (SVEA)

Anstelle des Integrals 2.3 kann für die elektrische Feldstärke folgender Ausdruck geschrieben werden:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) \exp[i(\mathbf{k}(\omega_0)z - \omega_0 t)], \quad (\text{B.1})$$

wobei  $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)$  die Einhüllende der sich ausbreitenden Pulsform und  $\omega_0$  die Mittenfrequenz sind. Es ist dann möglich die Pulsausbreitung komplett durch die Einhüllendenfunktion zu beschreiben. Diese Funktion wird als Produkt einer zeitlichen und einer örtlichen Funktion geschrieben:

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = E(\mathbf{r})\psi(\tau) \quad (\text{B.2})$$

Dabei definiert  $E(\mathbf{r})$  das räumliche Profil und muss die paraxiale Wellengleichung erfüllen. Die Funktion  $\psi(\tau)$  definiert das zeitliche Profil des Pulses, mit der lokalisierten Zeit  $\tau = t - z/v_g$ . Diese Beschreibung ermöglicht es, das Koordinatensystem mit der Pulsausbreitung mitzuführen. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Impulses wird durch die Gruppengeschwindigkeit  $v_g$  beschrieben. Ein Puls mit gaußschem räumlichem und zeitlichem Profil kann durch folgende Funktionen beschrieben werden:

$$E(\mathbf{r}) = A \exp[-(x^2 + y^2)/w_0^2], \quad (\text{B.3})$$

$$\psi(\tau) = \exp(-\tau^2/T_0^2), \quad (\text{B.4})$$

mit  $2T_0$  – Pulsdauer (volle Breite), bei der die elektrische Feldamplitude  $A$  auf  $A/e$  gesunken ist.



## C Analytische Funktion zur Beschreibung von THz-Pulsen

In [65] wurde folgende Formel zur Beschreibung von THz-Pulsen für das paraxiale Gebiet abgeleitet:

$$E_y(\mathbf{r}, T) = \frac{A(T)}{\sqrt{z_0^2 + z^2} \left\{ 1 + \frac{\rho^2}{2w^2(z)} \right\}^3} \exp \{i[\alpha(T) + \phi(z)]\} \quad (\text{C.1})$$

Dabei sind  $A(T)$  – eine zeitlich einhüllende Funktion und  $\alpha(T)$  – eine Phasenfunktion, die von der radial skalierten lokalisierten Zeit  $T$  abhängen. Diese erfasst die radial-abhängige Zeitverzögerung, die der Puls während der Propagation erfährt. Die Phasenfunktion  $\phi(z)$  ist der Gouy-Shift, den jeder endliche Strahl erfährt, der durch einen Fokus läuft. Weiterhin sind  $\rho$  und  $z$  die radiale bzw. axiale Koordinate;  $z_0$  ist die Rayleighlänge und  $w(z)$  die laterale Ausdehnung der Strahlung. Die Funktionen  $A(T)$ ,  $\alpha(T)$  und  $\phi(T)$  der Funktion  $E_y(\mathbf{r}, T)$  zur Beschreibung ultrakurzer fokussierter Pulse sind wie folgt definiert:

$$A(T) = \frac{-f_0 \mu_0 c}{q_1^3 (T^2 + 1)^{3/2}}, \quad \alpha(T) = 3 \tan^{-1}(T), \quad (\text{C.2})$$

$$\phi(z) = \tan^{-1} \left( \frac{z}{z_0} \right),$$

mit  $f_0$  - Amplitude,  $\mu_0$  - Permeabilität des Vakuums,  $c$  - Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,  $q_1$  - Parameter, der mit der Peakwellenlänge des Pulses verknüpft ist:  $\lambda_p = \pi q_1$ . Die radial skalierte lokalisierte Zeit  $T$  ist gegeben durch:

$$T = \frac{c \left\{ t \frac{z + \rho^2/(2R(z))}{c} \right\}}{q_1 \left\{ 1 + \frac{\rho^2}{2w^2(z)} \right\}}. \quad (\text{C.3})$$

Dabei sind  $R(z)$  der Krümmungsradius und  $w(z)$  die laterale Ausdehnung:

$$R(z) = z \left\{ 1 + \left( \frac{z_0}{z} \right)^2 \right\}, \quad w^2(z) = w_e^2 \left\{ 1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right\}, \quad (\text{C.4})$$

mit der effektiven Strahltaile  $w_e$  und der Rayleighlänge  $z_0$ :

$$w_e^2 = \frac{q_1 q_2}{2}, \quad z_0 = \frac{q_2}{2} \quad (\text{C.5})$$



## D Beugungsformalismus

### monochromatischer Wellen

Beugung wird durch laterale Beschränkungen einer Welle verursacht. Als Beugung sind sämtliche Abweichungen der Lichtstrahlen vom geradlinigen Strahlengang zu verstehen, die nicht als Spiegelung (Reflexion) oder Brechung (Refraktion) aufgefasst werden können [116]. Der Effekt ist am stärksten, wenn die Größe der beschränkenden Apertur in der Größenordnung der Wellenlänge ist [74]. Die im Folgenden erläuterten Beugungstheorien gehen von Kugelwellen als Elementarwellen aus. Diese gehen von allen Punkten der Apertur  $\Sigma$  aus (siehe Abb. D.1 (a)). Berechnet wird dann die Verteilung in der Beobachtungsebene am Punkt  $P_0$ . Zunächst wurden Beugungstheorien auf phänomenologischer Basis durch Huygens und Fresnel entwickelt. Huygens erkannte, dass in jedem Punkt des Raumes durch die einfallende Welle Sekundärwellen entstehen. Damit ließen sich Reflexion und Brechung erklären. Fresnel ergänzte das Huygenssche Prinzip durch die Interferenz der sich phasenrichtig überlagernden Sekundär- und Primärwellen. Kirchhoff verfasste 1882 ausgehend von der skalaren Wellengleichung eine strenge mathematische Formulierung der Beugung. Damit konnte gezeigt werden, dass die von Huygens und Fresnel beschriebenen Beugungserscheinungen eine Lösung der Maxwellgleichungen sind. Eine Näherungslösung dieser strengen Formulierung ist das nach Kirchhoff benannte Beugungsintegral. Dieses wird auch als Fresnel-Kirchhoffsche Beugungsformel bezeichnet. Dieses Integral beinhaltet jedoch einige Inkonsistenzen. Sommerfeld beseitigte diese durch eine alternative Wahl der Greenschen Funktionen zur Lösung des Kirchhoffschen Integraltheorems. Daraus ergeben sich zwei weitere Lösungen, die als Rayleigh-Sommerfeldsche Formulierungen des Beugungsintegrals bezeichnet werden. Alle drei Beugungsintegrale gelten für die skalare Wellentheorie. Die Vektornatur der elektromagnetischen Wellen wird vernachlässigt. Sie unterscheiden sich durch den Neigungsfaktor  $\psi$ .

$$U(P_0) = \frac{A}{i\lambda} \iint_{\Sigma} \frac{\exp[ik(r_{21} + r_{01})]}{r_{21}r_{01}} \psi ds \quad (\text{D.1})$$

Der Richtungsfaktor lautet für die verschiedenen Formulierungen:

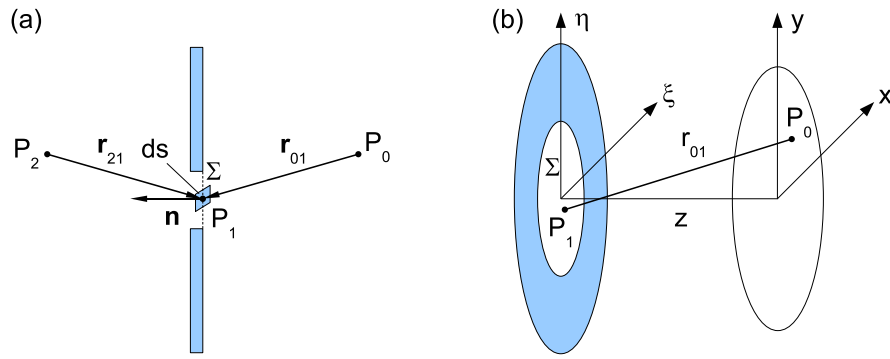


Abbildung D.1: (a) Beleuchtung eines Schirms mit einer Punktquelle. Bezeichnungen für das Kirchhoffsche Beugungsintegral. (b) Bezeichnungen für das Fresnel-Integral.

$$\psi = \begin{cases} \frac{1}{2} [\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) - \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{21})] & \text{Kirchhofftheorie} \\ \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01}) & \text{erste Rayleigh-Sommerfeldlösung} \\ -\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{21}) & \text{zweite Rayleigh-Sommerfeldlösung} \end{cases} \quad (\text{D.2})$$

mit  $\mathbf{n}$  – Normalenvektor der beugenden Apertur,  $A$  – Quellstärke. Der Ortsvektor  $\mathbf{r}_{21}$  zeigt vom Quellpunkt  $P_2$  auf das Flächenelement  $ds$  am Punkt  $P_1$  in der beugenden Öffnung  $\Sigma$ ; der Ortsvektor  $\mathbf{r}_{01}$  zeigt vom Punkt  $P_1$  zum Aufpunkt der Berechnung  $P_0$ . Der Neigungsfaktor  $\psi$  beschreibt die bevorzugte Propagation der Wellen in Vorwärtsrichtung. Der imaginäre Vorfaktor  $i$  bedeutet, dass die Huygens-Fresnelschen Elementarwellen mit einer Phasenverzögerung von  $\pi/2$  abgestrahlt werden.

Alle drei Integrale liefern in ihrem Gültigkeitsbereich ähnliche Ergebnisse, d.h.  $r_{01} \gg \lambda$  bzw.  $r_{21} \gg \lambda$  für die zweite Rayleigh-Sommerfeldlösung. Allerdings ist die Kirchhoffsche Theorie etwas allgemeiner, da bei ihr der Schirm auch gekrümmt sein kann. Angewendet wurde dieses Integral beispielsweise in [18], wo die Strahlungsmuster von einer linsengekoppelten THz-Antenne berechnet wurden. Das Kirchhoffsche und das Rayleigh-Sommerfeldsche Beugungsintegral können im Allgemeinen nur numerisch gelöst werden. Für analytische Betrachtungen ist es sinnvoll eine paraxiale Näherung vorzunehmen.

**Fresnel-Näherung** Die Geometrie hierzu zeigt Abb. D.1 (b). Es wird nur die Ausbreitung vom Punkt  $P_1$  in der Apertur zum Punkt  $P_0$  betrachtet. Bei der Fresnel-Näherung werden nur Strahlen berücksichtigt, die einen kleinen Winkel zur optischen Achse haben. Dann kann der Kosinusterm im Integranden vernachlässigt werden, d.h.  $\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}) = 1$ . Weiterhin kann man  $1/r_{01} = 1/z$  setzen, da  $r_{01} \simeq z$ . In der Exponentialfunktion ist diese Näherung zu grob. Hier bedeuten schon kleine Änderungen in  $r_{01}$  eine große Änderung der Phase. Der Ausdruck für

$r_{01}$  wird in eine Reihe entwickelt und nach dem zweiten Glied abgebrochen [74]:

$$r_{01} \simeq z + \frac{(\xi - x)^2}{2z} + \frac{(\eta - y)^2}{2z}$$

Mit diesen Annahmen erhält man die Fresnelsche Näherung des Beugungsintegrals:

$$U(x, y) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \iint_{-\infty}^{+\infty} U(\xi, \eta) \exp \left\{ \frac{ik}{2z} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2] \right\} d\xi d\eta \quad (\text{D.3})$$

Mit

$$A(x, y) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \exp \left[ i \frac{\pi}{\lambda z} (x^2 + y^2) \right]$$

kann das Fresnel-Integral als Fouriertransformierte der Eingangsfeldverteilung geschrieben werden:

$$U(x, y) = A(x, y) \mathcal{F} \left\{ U(\xi, \eta) \exp \left[ \frac{i\pi}{\lambda z} (\xi^2 + \eta^2) \right] \right\} \left( \frac{\xi}{\lambda z}, \frac{\eta}{\lambda z} \right) \quad (\text{D.4})$$

Die elektrische Feldstärkeverteilung in der Ebene  $z = \text{const.}$  kann durch eine *Fouriertransformation* der Feldstärkeverteilung in der beugenden Ebene nach Multiplikation mit einem quadratischen Phasenfaktor berechnet werden. Die Möglichkeit der Darstellung des Beugungsintegrals als Fouriertransformierte ermöglicht eine effiziente Berechnung mittels FFT-Algorithmus.

**Verallgemeinerung auf nichtmonochromatische Wellen** In [74] wurde ausgehend von der ersten Rayleigh-Sommerfeld-Lösung des Beugungsintegrals eine Formulierung für nichtmonochromatische Wellen (Pulse) durch inverse Fouriertransformation abgeleitet:

$$u(P_0, t) = \iint_{\Sigma} \frac{\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_{01})}{2\pi v r_{01}} \frac{d}{dt} u \left( P_1, t - \frac{r_{01}}{v} \right) ds \quad (\text{D.5})$$

Dieses Integral wird auch als *breitbandiges Huygens-Fresnel-Integral* bezeichnet. Die Pulsform beim Punkt  $P_0$  ist linear proportional zur zeitlichen Ableitung der Pulsform am Punkt  $P_1$  auf der Apertur. Der Puls benötigt vom Punkt  $P_1$  auf der Apertur zum Punkt  $P_0$  die Zeit  $r_{01}/v$ . Deshalb hängt die beobachtete Welle von der Ableitung der einfallenden Welle zur retardierten Zeit  $t - (r_{01}/v)$  ab [74]. Bei diesem Integral zeigt sich das Problem bei der Behandlung der Ausbreitung von gepulster Strahlung. Dieses Integral lässt sich nicht als eine Fouriertransformierte darstellen, sondern kann im Allgemeinen nur durch numerische Integration gelöst werden. Der FFT-Algorithmus kann nicht zur schnellen Lösung dieses Integrals genutzt werden. Die Berechnung eines Wellenfeldes ist immer mit hohem Zeitaufwand verbunden. Für Optimierungszwecke ist dieses Integral nicht geeignet.

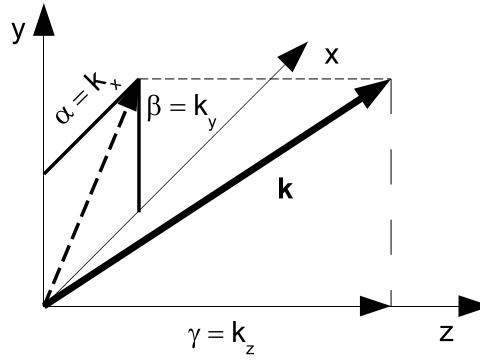


Abbildung D.2: Komponenten des Wellenzahlvektors  $\mathbf{k}$ .

**Alternative Beschreibung: Das Winkelspektrum ebener Wellen** Die skalare Beugungstheorie kann auch alternativ beschrieben werden. Sie wird als Angular-spectrum-decomposition-Methode bezeichnet [74]. Diese Betrachtungsweise ermöglicht die Beschreibung der Wellenausbreitung und Wechselwirkung mit Komponenten mittels linearer Systemtheorie [117]. Die komplexe Feldverteilung einer Ebene wird als Summe verschieden gewichteter ebener Wellen unterschiedlicher Ausbreitungsrichtung dargestellt. Die Ausbreitungsrichtung ist abhängig von der Struktur: Je kleiner die Periode, desto größer ist der Beugungswinkel. Diese Beschreibung hilft beim Verständnis des Auflösungsvermögens optischer Systeme und ist Grundlage der abbeschen Bildentstehungstheorie [104]. Die Feldverteilung in einer anderen Ebene kann durch Summation der einzelnen Wellen berechnet werden, wenn die Phasenverschiebungen, die sie während der Ausbreitung erfahren haben, mit berücksichtigt werden. Aus dieser Darstellung wird ersichtlich, dass die Ursache der Beugung die unterschiedliche Phasenverschiebung in Ausbreitungsrichtung ist.

Die Verteilung in der Ebene  $z = 0$  kann als eine inverse Fouriertransformierte dargestellt werden:

$$u(x, y; 0) = \iint U(\alpha, \beta; 0) \exp[i(\alpha x + \beta y)] d\alpha d\beta \quad (\text{D.6})$$

mit den Ortsfrequenzen  $\alpha = k_x$ ,  $\beta = k_y$ . Das Ortsfrequenzspektrum erhält man durch eine Fouriertransformation der Eingangsfeldverteilung:

$$U_0(\alpha, \beta) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \iint u_0(x, y) \exp[-i(\alpha x + \beta y)] dx dy, \quad (\text{D.7})$$

mit den Anfangsverteilungen in der Ebene  $z = 0$ :  $U_0(\alpha, \beta) = U(\alpha, \beta; 0)$  und  $u_0(x, y) = U(x, y; 0)$ .

Ausbreitung bedeutet dann Multiplikation jeder Ortsfrequenzkomponente mit einem Phasenfaktor:

$$U(\alpha, \beta; z) = H(\alpha, \beta; z) U_0(\alpha, \beta) \quad (\text{D.8})$$

Durch Rücktransformation des Wellenfeldes in den Ortsraum erhält man die Verteilung in der neuen Ebene  $z$ :

$$u(x, y; z) = \iint U(\alpha, \beta; z) \exp[i(\alpha x + \beta y)] d\alpha d\beta \quad (\text{D.9})$$

Die Transferfunktion in Fresnel-Näherung lautet:

$$H_F(\alpha, \beta; z) = \exp(ikz) \exp\left(-i \frac{\alpha^2 + \beta^2}{2k} z\right) \quad (\text{D.10})$$

Diese Transferfunktion gilt für ein „schmalbandiges“ Ortsfrequenz-Spektrum, d.h. für kleine Winkel gegen die optische Achse, was gleichbedeutend mit dem paraxialen Gebiet ist.



## E Bestimmung des komplexen Brechungsindexes

Für die Bestimmung des komplexen Brechungsindexes wird zunächst die komplexe Transferfunktion  $H(\omega)$  aus dem Quotienten der beiden komplexen Amplituden bestimmt:

$$H(\omega) = \frac{E_{Mat}(\omega)}{E_{Ref}(\omega)} \quad (\text{E.1})$$

mit  $E_{Ref} = E_0(\omega) \exp(-i \frac{n_1 \omega}{c} L)$  und  $E_{Mat} = E_0(\omega) t_{12} t_{21} \exp(-i \frac{\tilde{n}_2 \omega}{c} L)$ , wobei  $E_0(\omega)$  die elektrische Feldamplitude und  $t_{12}$  und  $t_{21}$  die Transmissionskoeffizienten für den Übergang von Medium 1 nach 2 bzw. 2 nach 1 sind. Hierbei wird nur die direkte Transmission durch die Probe berücksichtigt, d.h. Fabry-Perot-Effekte werden vernachlässigt. Für die Bestimmung des Brechungsindexes aus den Messdaten müssen hierfür die Nachpulse abgeschnitten werden. Für die Transferfunktion ergibt sich:

$$H(\omega) = \frac{4\tilde{n}_1 \tilde{n}_2}{(\tilde{n}_1 + \tilde{n}_2)^2} \exp[-i(\tilde{n}_2 - n_1) \frac{\omega L}{c}] \quad (\text{E.2})$$

mit  $\tilde{n}_2 = n_2 - i\kappa_2$  – komplexer Brechungsindex der Probe,  $n_1$  – Brechungsindex des umgebenden Mediums (Luft),  $L$  – Probendicke,  $\omega$  – Kreisfrequenz der THz-Strahlung,  $c$  – Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Durch Vergleich der gemessenen Transferfunktion  $H_{Mess}(\omega) = |H_{Mess}(\omega)| \exp[i\varphi_{Mess}(\omega)]$  und des theoretischen Ausdrucks E.2 können folgende Formeln für den frequenzabhängigen Brechungsindex  $n_2(\omega)$  und Extinktionskoeffizienten  $\kappa_2(\omega)$  hergeleitet werden:

$$|H_{Mess}(\omega)| \exp[i\varphi_{Mess}(\omega)] = \frac{4n_1 \tilde{n}_2}{(n_1 + \tilde{n}_2)^2} \exp[-i(n_2 - n_1) \frac{\omega L}{c}] \exp(-\kappa_2 \frac{\omega L}{c})$$

$$n_2(\omega) = \frac{c}{\omega L} \left\{ \arg\left(\frac{4n_1 \tilde{n}_2}{(n_1 + \tilde{n}_2)^2}\right) - \varphi_{Mess}(\omega) \right\} + n_1 \quad (\text{E.3})$$

$$\kappa_2(\omega) = \frac{c}{\omega L} \left\{ \ln \left| \frac{4n_1 \tilde{n}_2}{(n_1 + \tilde{n}_2)^2} \right| - \ln |H_{Mess}(\omega)| \right\} \quad (\text{E.4})$$

Der Absorptionskoeffizient der Intensität ergibt sich aus dem Extinktionskoeffizienten durch:

$$\alpha(\omega) = 2 \frac{\omega}{c} \kappa(\omega) \quad (\text{E.5})$$

### *E Bestimmung des komplexen Brechungsindex*

Die Werte werden durch eine Iteration bestimmt. Als Startparameter dienen die Werte für  $(4n_1\tilde{n}_2)/(n_1 + \tilde{n}_2)^2 = 1$ . Dann sind die Fresnelverluste noch unberücksichtigt. Durch mehrmaliges Durchlaufen der Schleife werden die Fresnelverluste einbezogen und man erhält einen Näherungswert für frequenzabhängigen Brechungsindex und Absorptionskoeffizienten.



## F Effektive Brechungsindizes nach Rytov

Folgende Formeln wurden für das *quasistatische Limit* ( $\Lambda/\lambda \rightarrow 0$ , d.h.  $\omega \rightarrow 0$ ) abgeleitet und werden als Effektiv-Medium-Theorie 0. Ordnung bezeichnet:

$$n_{eff,\perp}^{(0)} = \sqrt{(1-f)n_1^2 + fn_2^2} \quad \text{und} \quad n_{eff,\parallel}^{(0)} = \frac{n_1 n_2}{\sqrt{(1-f)n_1^2 + fn_2^2}} \quad (\text{F.1})$$

mit  $n_{eff,\perp}^{(0)}$  – dem effektiven Brechungsindex senkrecht zum Gittervektor und  $n_{eff,\parallel}^{(0)}$  – dem effektiven Index parallel zum Gittervektor. Bei der Effektiv-Medium-Theorie zweiter Ordnung wird die normierte Gitterperiode  $\Lambda/\lambda$  in der zweiten Potenz mit berücksichtigt:

$$n_{eff,\perp}^{(2)} = \sqrt{(n_{eff,\perp}^{(0)})^2 + \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{\Lambda}{\lambda}\right)^2 f^2 (1-f)^2 (n_2^2 - n_1^2)^2}$$

und

$$n_{eff,\parallel}^{(2)} = \sqrt{(n_{eff,\parallel}^{(0)})^2 + \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{\Lambda}{\lambda}\right)^2 f^2 (1-f)^2 \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2}\right)^2 (n_{eff,\parallel}^{(0)})^6 (n_{eff,\perp}^{(0)})^2}, \quad (\text{F.2})$$

mit  $n_{eff,\perp}^{(2)}$  – effektiver Index zweiter Ordnung senkrecht zum Gittervektor und  $n_{eff,\parallel}^{(2)}$  – effektiver Index zweiter Ordnung parallel zum Gittervektor. Mit diesen effektiven Brechungsindizes kann ein 1-dimensionales Gitter als einachsiges Medium mit außerordentlicher Achse parallel zum Gittervektor beschrieben werden.